

ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ
СБОРНИК

1969-1970

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р
ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ КОМИТЕТ



Эйнштейновский сборник

1969 - 1970

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1970

УДК 082.2

Ответственные редакторы
И. Е. ТАММ, Г. И. НААН

Составитель
У. И. ФРАНКОУРТ

2-3-2
255.70(1)

СОДЕРЖАНИЕ

ЛУИ ДЕ БРОЙЛЬ.

- О ДИСКУССИЯХ ОТНОСИТЕЛЬНО ФОРМУЛЫ $Q=Q_0 \sqrt{1-\beta^2}$ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ 7
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

Х. МЁЛЛЕР.

- РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА (странный случай из истории физики). 11
Перевод В. А. Угарова

Х. МЁЛЛЕР.

- ТЕРМОДИНАМИКА В СПЕЦИАЛЬНОЙ И ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ. 40
Перевод В. А. Угарова

В. А. УГАРОВ.

- МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ 65

Г. НЕЙГЕБАУЕР.

- К ОСНОВНЫМ СООТНОШЕНИЯМ ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ. 75
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

А. БРОТАС.

- О РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ РАБОТЫ И ТЕПЛОТЫ 86
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

В. ГЕЙЗЕНБЕРГ.

- ТЕОРИЯ ЕДИНОГО ПОЛЯ. 91
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

А. Г. БАРАНОВ.

- ИСКРИВЛЕНИЕ СВЕТОВЫХ ЛУЧЕЙ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ И СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГРАВИТАЦИИ 99

Р. ДИККИ.

- ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ И НАБЛЮДЕНИЯ. 108
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

Г. ДЕНЕН.

О ДИНАМИКЕ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ. 140
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

Ф. С. ВИТЕБОРН, В. М. ФАИРБАНК.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ СВОБОДНО ПАДАЮЩИХ
ЭЛЕКТРОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛЕ. 162
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

Г. ХЁНЛЬ, Ф. БЕННЕВИЦ.

ПРОВЕРКА ЗАМЕДЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА. 170
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

М.-А. ТОННЕЛА.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ. 177
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

М. Г. АДАМ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. 196
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

Д. ХОЛТОН.

ЭЙНШТЕЙН О ФИЗИЧЕСКОЙ РЕАЛЬНОСТИ. 207
Перевод А. Г. Баранова

ОТ МНОГООБРАЗИЯ К ЕДИНСТВУ (ДИСКУССИЯ). 230
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

Р. ОППЕНГЕЙМЕР.

ПРИСУТСТВИЕ ЭЙНШТЕЙНА. 264
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

У. И. ФРАНКФУРТ, А. М. ФРЕНК.

ИСТОКИ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА 270

У. И. ФРАНКФУРТ, А. М. ФРЕНК.

ВОПРОСЫ ОПТИКИ И АТОМНОЙ ФИЗИКИ В ПЕРЕПИСКЕ МЕЖДУ
ЭЙНШТЕЙНОМ И ЗОММЕРФЕЛЬДОМ. 301

ОБСУЖДЕНИЕ ДОКЛАДОВ НА СОЛЬВЕЕВСКОМ КОНГРЕССЕ 1911 г. 331
Перевод А. Г. Баранова и В. П. Жукова

Л. Н. ЛЮБИНСКАЯ, Б. Н. ПЯТНИЦЫН.

К ВОПРОСУ О СООТНОШЕНИИ ФИЗИЧЕСКОГО И ЛОГИЧЕСКОГО В ТЕО-
РИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ 371

В. Л. ГИНЗБУРГ.

АЛЬБЕРТ ЭЙНШТЕЙН, СОБРАНИЕ НАУЧНЫХ ТРУДОВ (в четырех томах) . . . 390

О ДИСКУССИЯХ

ОТНОСИТЕЛЬНО ФОРМУЛЫ $Q = Q_0 \sqrt{1-\beta^2}$

И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ

В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ ¹

Планк и Лауэ вывели около 1908 г. для релятивистского преобразования теплоты следующую формулу:

$$Q = Q_0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (1)$$

принимавшуюся долгое время всеми без возражений. Но они также использовали релятивистскую формулу преобразования симметричного тензора второго ранга, представляющего плотности энергии-импульса и внутреннего давления тела. Из этой формулы интегрированием по объему можно получить формулы преобразования энергии U , внутреннего давления P , изотропного по предположению, объема V и импульса \mathbf{p} тела при переходе из системы отсчета R_0 , в которой тело неподвижно, к системе отсчета R , в которой оно обладает равномерной скоростью $v = \beta c$. Эти формулы можно записать так:

$$\begin{aligned} U &= \frac{U_0 + P_0 V_0 \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & \mathbf{p} &= \frac{U_0 + P_0 V_0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v}, \\ PV &= \frac{P_0 V_0 + U_0 \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Некоторые авторы опираются на эти формулы, чтобы оспаривать справедливость формулы (1). Так как целый ряд соображений убедил меня в точности формулы (1), я задумался над тем, не являются ли формулы (2) если и не неверными, то неверно примененными в случае тела,

¹ Louis de Broglie. Sur les discussions relatives à la formule $Q = Q_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ et la définition de la pression en Thermodynamique relativiste. C. R. Acad. Sci. Paris, 1967, 265, N 10, serie B, p. 589—591.

содержащего тепло, и я пришел к выводу, что введение давления в релятивистской термодинамике допускает двусмысленности, которые необходимо осознать.

Даже если ограничиться рассмотрением в R_0 тела в состоянии теплового равновесия, однородного и неизменяющегося, то и тогда применение формул (2) к простой перемене системы отсчета $R_0 \rightarrow R$ вызывает трудности. Исследование вопроса показывает, что все трудности возникают от членов, содержащих P_0 в формулах (2), и, следовательно, эти трудности исчезают, если положить $P_0 = 0$. Мне кажется, что такую гипотезу можно обосновать. В самом деле, если допустить, что тело в равновесном, неизменяющемся и однородном состоянии содержит в собственной системе отсчета молекулярное движение, везде изотропное, и рассмотреть небольшой участок поверхности в R_0 , то этот элемент поверхности получает с обеих сторон одинаковое количество движения, обусловленное ударами молекул, так что сила, которой он подвержен, равна нулю. Давление P_0 имеется лишь на границах тела и проявляется работой $P_0 dV_0$ при изменении V_0 .

Весьма существенно отличать внутреннее инвариантное давление, в рассмотренном случае, равное нулю в R_0 , как видно из формул (2), от давления на границах тела, не нулевого в R_0 и участвующего в выражении работы. Это давление также инвариантно. Оно было бы инвариантным, если можно было бы пренебречь энергией переноса тела как целого в R , равной

$$E_t = U_0 \beta^2 / \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Это ясно вытекает из вычислений, приведенных в недавней заметке в *Comptes rendus* [1] (в которой я писал W вместо U).

Можно убедиться и иначе в инвариантности давления P , выступающего в выражении работы. Когда-то Планк и Лауэ доказали [2] инвариантность давления \mathcal{P} , названного ими «релятивистским давлением», а не инвариантность P ; как часто полагают, \mathcal{P} и P не совпадают.

Рассмотрев это довольно сложное доказательство, полагаю, что можно вывести из него следующее заключение: если P и \mathcal{P} означают соответственно давление, фигурирующее в выражении работы, и инвариантное давление Планка — Лауэ, то в случае, когда V изменяется, можно

писать в R , считая давления в направлении изнутри тела наружу:

$$\mathcal{P}\Delta V = P\Delta V + \Delta E_t; \quad (3)$$

и тогда $\mathcal{P} = \mathcal{P}_0 = P_0$. В обозначениях моей заметки [1] тело получает полную работу извне в R при изменении своего объема на ΔV :

$$-P\Delta V = -\mathcal{P}\Delta V + \Delta E_t = -P_0\Delta V_0\sqrt{1-\beta^2} + \Delta E_i = \Delta\tau + \Delta\tau'. \quad (4)$$

Согласие этого определения работы в R с результатами моей заметки очевидно. Оно показывает, что можно предположить инвариантность давления, фигурирующего в выражении работы, лишь опуская из виду изменение E_p .

Мне кажется, что именно эти двусмысленности в определении давления и его изменения являются причиной путаницы, приведшей к оспариванию справедливости формулы (1).

Вернемся к формулам (2), полагая в рассматриваемом случае, что $P_0 = 0$. Прежде всего получаем отношения

$$U = \frac{U_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad p = \frac{U_0}{c^2\sqrt{1-\beta^2}}v \quad (5)$$

вполне удовлетворительные. Первое можно записать

$$U = U_0\sqrt{1-\beta^2} + \frac{U_0\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (6)$$

где $U_0\sqrt{1-\beta^2}$ представляет переносимую телом внутреннюю энергию при движении в R , что оправдывает формулу (1), а $U_0\beta^2/\sqrt{1-\beta^2}$ представляет энергию переноса E_r в R .

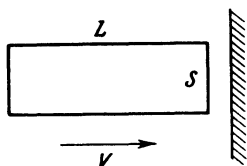
Остается интерпретировать формулу

$$pV = \frac{U_0\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (7)$$

Чтобы выяснить ее происхождение, рассмотрим в R горячее тело, имеющее форму прямоугольного параллелепипеда длиной L и сечением S , перпендикулярным направлению движения. Мы предположим, что тело сталкивается с жесткой стенкой, причем молекулы тела

поглощаются стенкой, а давление P постоянно в течение всего процесса поглощения.

В течение рассматриваемого процесса стенка действует на тело с силой F , равной и противоположной давлению PS , оказываемому телом на стенку, и эта сила постепенно уничтожает импульс тела.



Р и с. 1.

Так как в любой момент $dp = Fdt = -PSdt$, то, интегрируя по всему времени T процесса, получаем

$$\Delta p = -p = -PST. \quad (8)$$

Но, очевидно, $T = L / v$, и согласно (5)

$$PSL = PV = vp = \frac{U_0 \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (9)$$

т. е. (7). Итак, при допущении $P_0 = 0$ применение формул (2) к замене системы отсчета $R_0 \rightarrow R$ не вызывает более затруднений и находится в согласии с формулой (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Comptes Rendus, 1967, 265, serie B, p. 437.
2. Von Laue. Relativitätstheorie. Wieweg, Braunschweig, 1919, p. 213.



РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

(странный случай из истории физики)¹

ВВЕДЕНИЕ

В годы, последовавшие за появлением фундаментальной работы Эйнштейна 1905 г., содержащей формулировку специальной теории относительности, физики стремились придать классическим законам такой вид, который соответствовал бы специальному принципу относительности. Согласно этому принципу, фундаментальные законы физики должны иметь одинаковый вид во всех лоренцовых системах отсчета, или, говоря строже, должны выражаться уравнениями, инвариантными по своей форме при преобразованиях Лоренца. В некоторых случаях, как, например, в случае уравнений Максвелла, эти законы оказались уже выраженными в нужной форме. В некоторых случаях уравнения пришлось несколько видоизменять, чтобы они стали ковариантными относительно преобразований Лоренца. Так произошло, например, с уравнениями ньютоновской механики, которая, как это выяснилось, справедлива только при рассмотрении явлений с достаточно малыми скоростями участвующих в них частиц по сравнению со скоростью света в пустоте c .

Пересмотр законов термодинамики в связи с принципом относительности был произведен М. Планком и другими авторами [1] в 1907—1908 гг. Каждый раз процедура была одной и той же. Все исходили из того, что два основных закона термодинамики справедливы в той системе отсчета, где тело покоится. Затем пытались сформулировать выражения для передаваемого тепла, энтро-

¹ C. Møller. Relativistic Thermodynamics (A strange incident in the History of Physics). Det. Kong. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., 36, N 1. København, 1967.

пии и температуры так, чтобы основные законы термодинамики в их обычной форме оставались справедливыми и для преобразованных величин, отнесенных к произвольной инерциальной системе отсчета. Если бы оказалось, что это невозможно, следовало бы считать, что законы классической термодинамики не сохраняют своего вида во всех инерциальных системах отсчета и что их следует видоизменить, как это было сделано с уравнениями механики Ньютона. Оказалось, однако, что в видоизменении законов классической термодинамики никакой необходимости нет.

Рассмотрим с точки зрения термодинамики тело, покоящееся в некоторой инерциальной системе отсчета \mathfrak{R}^0 . Тело это предполагается находящимся в тепловом равновесии. В этой статье рассматриваются только термодинамически устойчивые состояния и (обратимые или необратимые) переходы между такими равновесными состояниями. Согласно *первому началу термодинамики*, полная энергия тела H^0 в системе \mathfrak{R}^0 является однозначной функцией термодинамического состояния тела. В результате процесса, вызывающего изменение состояния тела, изменение энергии ΔH^0 определяется выражением

$$\Delta H^0 = \Delta Q^0 + \Delta A^0, \quad (1)$$

где ΔQ^0 — количество тепла, переданное системе во время процесса, а ΔA^0 — механическая¹ работа, совершенная над системой со стороны окружающих ее тел. Все величины измеряются в той системе отсчета \mathfrak{R}^0 , в которой рассматриваемое тело покоится. Согласно *второму началу термодинамики*, энтропия в системе \mathfrak{R}^0 , где тело покоится, также является функцией термодинамического состояния. Изменение содержания энтропии при бесконечно малом изменении состояния системы равно (по определению)

$$dS^0 = \frac{dQ_{\text{обр}}^0}{T^0} = \frac{dH^0 - dA_{\text{обр}}^0}{T^0}, \quad (2)$$

¹ Слово «механический» не следует воспринимать слишком буквально, оно может включать в себя также и работу электромагнитных сил, возникающих благодаря наличию соответствующих источников в среде, окружающей систему.

где $dQ_{\text{обр}}^0$ и $dA_{\text{обр}}^0$ соответственно обозначают количество тепла и совершенную работу в обратимом процессе, который обусловил рассматриваемое изменение состояния системы, а T^0 —температура системы в градусах Кельвина.

Теперь мы рассмотрим тот же самый термодинамический процесс с точки зрения наблюдателя в инерциальной системе отсчета \mathfrak{K} , по отношению к которой рассматриваемое тело движется с постоянной скоростью v . Согласно принципу относительности, в системе \mathfrak{K} также должны иметь место соотношения (1) и (2) между приращением энергии H , энтропией S , сообщенным системе теплом и механической работой:

$$\Delta H = \Delta Q + \Delta A, \quad (3)$$

$$dS = \frac{dQ_{\text{обр}}}{T} = \frac{dH - dA_{\text{обр}}}{T}, \quad (4)$$

причем теперь уже все величины измерены в системе \mathfrak{K} .

Формулы преобразования для ΔH и ΔA известны из релятивистской механики. Из соотношений (3) и (1) можно получить, таким образом, формулу преобразования и для ΔQ . Опираясь на такие рассуждения, Планк пришел к формуле

$$\Delta Q = \Delta Q^0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (5)$$

Кроме того, Планку удалось показать, что энтропия тела, находящегося в тепловом равновесии, является релятивистским инвариантом.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим в некотором состоянии внутреннего равновесия тело, обладающее энтропией S и в начальный момент покоящееся в системе \mathfrak{K} . Если ускорять это тело адиабатически, т. е. бесконечно медленно и без теплообмена, до достижения скорости v , внутреннее состояние тела не изменится, а согласно (4) это тело будет обладать все той же энтропией S по отношению к \mathfrak{K} , как и тогда, когда оно в этой системе покоилось. С другой стороны, рассматриваемое тело после ускорения находится по отношению к системе \mathfrak{K}^0 в точности в таком же положении, в котором оно находилось до ускорения по отношению к системе \mathfrak{K} . Его энтропия S^0 в системе отсчета \mathfrak{K}^0 должна быть равна энтропии S .

Следовательно, энтропия

$$S = S^0 \quad (6)$$

представляет собой релятивистский инвариант. Из соотношений (2) — (6) Планк вывел, что температура тела преобразуется по формуле

$$T = T^0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (7)$$

Эти результаты не вызывали возражений ни у кого из физиков более полувека и повторялись во всех учебниках, включая и первое издание моей монографии «Теория относительности» [2]. Тем не менее результаты (5) и (7) оказались ошибочными, как это выяснилось лишь совсем недавно. Этот случай представляется довольно удивительным и, пожалуй, единственным в истории физики, когда принципиальная ошибка первого вывода осталась незамеченной в течение столь длительного времени.

Первым, кто указал на то, что соотношения Планка (5) и (7) в некоторых случаях ведут к неразумным результатам, был Г. Отт [3]. Эти соотношения следует заменить на

$$\Delta Q = \frac{\Delta Q^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (8)$$

и

$$T = \frac{T^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (9)$$

в соответствии с условием (6), из которого он исходил.

Работа Отта оказалась незамеченной вплоть до самого последнего времени. Его подход к вопросу имел несколько частный характер: он рассматривал главным образом системы, которые являются замкнутыми до и после процесса, так что полный импульс и полная энергия системы преобразуются при преобразованиях Лоренца как компоненты 4-вектора. Вообще говоря, это не соблюдается для тех систем, с которыми обычно имеют дело в термодинамике. Действительно, возьмем, например, систему, рассмотренную Планком в его исходной работе. Эта система представляла собой жидкость, заключенную в контейнер переменного объема. Но в этом случае весьма существенно, что стенки контейнера оказывают давление

на жидкость до начала и после окончания термодинамического процесса и, как это хорошо известно, полный импульс и полная энергия жидкости в этом случае не преобразуются как компоненты 4-вектора.

Несколькими годами позже Г. Арцели [4], очевидно, не имея ни малейшего представления о работе Отта, заново рассмотрел случай с жидкостью и опять пришел к формулам Отта (8) и (9); однако, наряду с отвергнутыми соотношениями (5) и (7), Арцели счел неправильными формулы преобразования для импульса и энергии жидкости, вытекающие из релятивистской механики упругих тел; правильность же последних уравнений сомнений не вызывает. Поэтому работа Арцели вызвала настоящую лавину взаимно противоречащих работ в этом направлении. Ситуация в отношении этой фактически весьма простой проблемы стала и вовсе запутанной. Среди всех этих работ работа Киббла [6] представляется мне совершенно исключительной. Если не считать нескольких опечаток, все результаты этой статьи представляются правильными. Наиболее важное из его замечаний состоит в том, что работа, производимая внешними силами в системе отсчета \mathfrak{K} , из-за относительности одновременности может не быть равной нулю даже и в том случае, когда величина объема неизменна, при условии, что во время процесса меняется давление. Однако, рассчитывая этот эффект, он предполагает, что давление меняется скачком в начале процесса, и это предположение несколько не согласуется с предположением об обратимости процесса, который, по предположению, должен осуществляться бесконечно медленно.

Имея в виду принципиальное значение вопроса и надеясь в конце концов снять все сомнения относительно правильности результата Отта (9), а также соотношения (8) для обратимых процессов, я предлагаю еще раз весьма подробно рассмотреть произвольные конечные обратимые и необратимые изменения состояния жидкости, заключенной в контейнер переменного объема. Для необратимых процессов будет показано, что формула преобразования (8) остается справедливой только при условии, что передаваемое тепло не передает с собой никакого импульса в той системе, где жидкость покоится. Будет указано обобщение соотношения (8) для тех случаев, когда это условие не удовлетворяется.

Мы начнем с термодинамического рассмотрения жидкости в произвольном состоянии движения, испытывающей нормальное давление на каждый элемент поверхности. Согласно релятивистской механике сплошной среды [7], в том случае, когда нет передачи тепла, для давления p , плотности энергии h и плотности импульса \mathbf{g} в любой инерциальной системе \mathfrak{K} мы имеем следующие формулы преобразования от величин p^0 , h^0 , \mathbf{g}^0 , заданных в той мгновенной системе отсчета для точки жидкости, в которой в данный момент точка покоится (сопутствующая система \mathfrak{K}^0).

Давление представляет собой релятивистски инвариантный скаляр

$$p = p^0. \quad (10)$$

Если обозначить через \mathbf{u} скорость жидкости в рассматриваемой точке относительно системы \mathfrak{K} , для плотностей энергии и импульса следуют выражения

$$h = \frac{h^0 + p^0 \frac{u^2}{c^2}}{1 - \frac{u^2}{c^2}}, \quad (11)$$

$$\mathbf{g} = \frac{h + p}{c^2} \mathbf{u} = \frac{h^0 + p^0}{c^2 - u^2} \mathbf{u}. \quad (12)$$

Плотность импульса (12) связана с плотностью потока энергии соотношением Планка:

$$\mathbf{S} = c^2 \mathbf{g} = (h + p) \mathbf{u}. \quad (13)$$

Соотношения (10) — (13) справедливы только в том случае, когда мы пренебрегаем передачей тепла. Если есть передача тепла, например, в процессе, когда тепло поступает в систему из теплового резервуара, следует добавить в (13) вектор потока тепла $\mathbf{S}^{(h)}$, который определяет дополнительный вклад $\mathbf{S}^{(h)}/c^2$ к плотности импульса (13).

Дальше мы переходим к случаю, когда жидкость, находящаяся в термодинамическом равновесии, заключена в цилиндрический сосуд, покоящийся в инерциаль-

ной системе \mathfrak{K}^0 , которая движется с постоянной скоростью v относительно \mathfrak{K} . В этом случае u для всех элементов жидкости постоянна и одинакова, причем она равна v .

Очевидно, всегда можно расположить систему отсчета так, что ось цилиндра, содержащего жидкость, будет параллельна общей оси xx^0 , а крышки цилиндра a и b , площадь которых равна F^0 , будут иметь координаты $x_a^0 = 0$, $x_b^0 = l^0$ относительно системы \mathfrak{K}^0 . Правую крышку цилиндра b можно сделать в виде перемещающегося поршня, так что объем цилиндра $V^0 = F^0 l^0$ может изменяться за счет изменения l^0 . Площадь крышек a и b остается неизменной при переходе от \mathfrak{K}^0 к \mathfrak{K} , т. е.

$$F = F^0, \quad (14)$$

однако для объема справедливо соотношение

$$V = V^0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = v/c. \quad (15)$$

Поскольку предполагается, что жидкость находится в состоянии равновесия, передачи тепла нет и давления на крышках a и b , т. е. p_a^0 и p_b^0 , в системе \mathfrak{K}^0 равны

$$p_a^0 = p_b^0 = p^0. \quad (16)$$

Соответственно этому силы, действующие со стороны стенок a и b на жидкость, равны $p^0 F^0$ и $-p^0 F^0$ и направлены вдоль оси x^0 . В системе \mathfrak{K}^0 эти силы никакой работы не совершают до тех пор, пока поршень b закреплен. Тем не менее в системе \mathfrak{K} крышка a совершает над жидкостью работу, равную за единицу времени pFv ; сила, со стороны крышки b , совершает механическую работу $-pFv$. Это обстоятельство находится в полном соответствии с соотношением (13), согласно которому количество энергии, передаваемое за единицу времени через крышку a в жидкость, равно $F(S_x - \hbar v) = Fpv$, причем это количество энергии в точности равно количеству энергии, вытекающей из жидкости через крышку b . Силы, действующие на боковую стенку цилиндра, не совершают никакой работы, так как они перпендикулярны направлению скорости v .

Так как в равновесном состоянии передачи тепла нет, можно получить выражения для полной энергии $H = -\hbar V$ и полного импульса $G = gV$, интегрируя (11) и

(12) по объему жидкости. Учитывая также (15), получим

$$H = \frac{H^0 + \beta^2 p^0 V^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (17)$$

$$G = \frac{H^0 + p^0 V^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} v.$$

Отсюда видно, что импульс и полная энергия системы преобразуются не так, как должны преобразовываться компоненты 4-вектора. (Для этой частной незамкнутой системы 4-вектор образуют полный импульс системы и ее полная энтальпия $\mathcal{E} = H + pV$.)

Теперь перейдем к произвольному конечному *обратимому* изменению состояния, при котором объем V^0 и давление p^0 меняются на величины ΔV^0 и Δp^0 . Этого можно достичь, если при фиксированном положении стенки a ($x_a^0 = 0$) двигать поршень b от положения $x_b^0 = l^0$ до $x_b^0 = l^0 + \Delta l^0$, причем $\Delta l^0 = \Delta V^0 / F^0$. Если расширение началось в момент $t^0 = 0$ и закончилось в момент $t^0 = \tau^0$, движение поршня b описывается уравнением

$$x_b^0 = \varphi(t^0), \quad (18)$$

причем функция $\varphi(t^0)$ медленно возрастает от значения l^0 при $t^0 \leq 0$ до значения $l^0 + \Delta l^0$ при $t^0 \geq \tau^0$.

Следовательно,

$$\varphi(t^0) = \begin{cases} l^0 & t^0 \leq 0, \\ \varphi(t^0) & 0 \leq t^0 \leq \tau^0, \\ l^0 + \Delta l^0 & t^0 \geq \tau^0. \end{cases} \quad (19)$$

В системе \mathfrak{K}^0 скорость перемещения поршня b равна $u_b^0 = \varphi'(t^0)$, причем она равна нулю для моментов $t^0 \leq 0$ и $t^0 \geq \tau^0$. Для обратимых изменений состояния u_b^0 должна быть малой («бесконечно малой») в течение всего процесса; это значит, что время τ^0 должно быть большим. Кроме того, мы должны предположить, что одновременно с расширением через стенки цилиндра жидкости обратимым путем сообщается определенное количество тепла ΔQ^0 от теплового резервуара, который движется вместе с контейнером как целое. Для того чтобы обеспечить обратимую передачу тепла, следует обеспечить на каждой

стадии процесса лишь бесконечно малое превышение температуры резервуара над температурой жидкости. При соблюдении этих условий можно считать, что в течение процесса жидкость проходит последовательность равновесных состояний. Это означает, что давления $p_a^0(t^0)$ и $p_b^0(t^0)$ на стенках a и b в один и тот же момент времени t^0 в системе \mathfrak{K}^0 равны. Следовательно,

$$p_a^0(t^0) = p_b^0(t^0) = f(t^0), \quad (20)$$

где функция $f(t^0)$ [зависящая от скорости передачи тепла через стенку цилиндра и функции $\varphi(t^0)$] возрастает от значения p^0 для моментов времени $t^0 \leq 0$ до значения $p^0 + \Delta p^0$ для моментов времени $t^0 \geq \tau^0$, т. е.

$$f(t^0) = \begin{cases} p^0 & t^0 \leq 0, \\ p^0 + \Delta p^0 & t^0 \geq \tau^0. \end{cases} \quad (21)$$

Так как в системе \mathfrak{K}^0 расширение происходит только из-за перемещения поршня b , полная механическая работа в системе \mathfrak{K}^0 , производимая со стороны внешних по отношению к жидкости тел, в течение процесса равна

$$\Delta A^0 = - F^0 \int_0^{\tau^0} p_b^0(t^0) u_b^0 dt^0 = - F^0 \int_0^{\tau^0} f(t^0) \varphi'(t^0) dt^0. \quad (22)$$

Далее нам следует рассмотреть этот же самый процесс точки зрения наблюдателя в системе \mathfrak{K} . Согласно преобразованиям Лоренца, для любого события в точке x^0, y^0, z^0 в момент времени t^0

$$t = \frac{t^0 + \frac{vx^0}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad y = y^0, \quad z = z^0. \quad (23)$$

Для любой точки на крышке a , для которой $x_a^0 = 0$ мы получаем поэтому

$$t_a = \frac{t_a^0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad dt_a = \frac{dt_a^0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (24)$$

С другой стороны, для любой точки крышки b , для которой справедливы (18) и (19), получаем

$$t_b = \frac{t_b^0 + \frac{v}{c^2} \Phi(t_b^0)}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad dt_b = \frac{1 + \frac{v\Phi'(t_b^0)}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} dt_b^0. \quad (25)$$

Из релятивистской формулы сложения скоростей мы получаем выражения для скоростей u_a и u_b крышек a и b в системе \mathfrak{K} , имея в виду, что $u_a^0 = 0$, а $u_b^0 = \varphi'(t_b')$:

$$\left. \begin{aligned} u_a &= v, \\ u_b &= \frac{v + \varphi'(t_b^0)}{1 + \frac{v\varphi'(t_b^0)}{c^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Поэтому, объединяя (24) — (26), получим

$$\left. \begin{aligned} u_a dt_a &= \frac{v \cdot dt_a^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\ u_b dt_b &= \frac{v + \varphi'(t_b^0)}{\sqrt{1 - \beta^2}} dt_b^0. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Поскольку давление является инвариантным скаляром, из (29) мы получаем для давления p_a на стенке a :

$$p_a(t_a) = p_a^0(t_a^0) = f(t_a^0), \quad (28)$$

где, конечно, t_a и t_a^0 связаны между собой соотношениями (24). Аналогично мы получаем для давления на стенке b :

$$p_b(t_b) = p_b^0(t_b^0) = f(t_b^0), \quad (29)$$

где t_b и t_b^0 связаны между собой соотношениями (25).

Однако равные времена $t_a = t_b$ в системе \mathfrak{K}^0 вовсе не соответствуют равным временам t_a^0 и t_b^0 в \mathfrak{K} ; поэтому, вообще говоря, $p_a(t) \neq p_b(t)$.

Из (24), (25) и (19) следует, что моменту $t_a = t_b = 0$ в \mathfrak{K} соответствует

$$t_a^0 = 0, \quad t_b^0 = -\frac{vl_0}{c^2}. \quad (30)$$

Поэтому в этот момент времени и более ранние времена из (28), (29) и (21) мы получаем

$$p_a(t) = p_b(t) = p, \quad t \leq 0. \quad (31)$$

Точно так же для момента времени

$$\left. \begin{aligned} t_a = t_b = \tau, \quad \tau &= \frac{\tau_0 + \frac{v}{c^2}(l_0 + \Delta l_0)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

получим

$$\left. \begin{aligned} t_a^0 = \tau_a^0 \equiv \tau_0 + \frac{v(l_0 + \Delta l_0)}{c^2}, \quad t_b^0 &= \tau. \end{aligned} \right\}$$

Так как $\tau_a^0 > \tau^0$, из (28), (29) и (21) вытекает, что

$$p_a(t) = p_b(t) = p^0 + \Delta p^0 \quad \text{для} \quad t \geq \tau. \quad (33)$$

Кроме того, для моментов времени вне интервала $0 \leq t \leq \tau$ скорости стенок a и b равны, а именно $u_a = u_b = v$. Следовательно, полная механическая сила и, соответственно, механическая работа, производимая над жидкостью, равны нулю вне интервала времени $0 \leq t \leq \tau$.

Работа ΔA_a , совершаемая крышкой a над жидкостью в продолжение указанного интервала, согласно (14), (28), (27), (30) и (32) равна

$$\Delta A_a = \int_0^{\tau} F p_a(t_a) u_a dt_a = \frac{F^0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \int_0^{\tau_a^0} f(t^0) dt^0. \quad (34)$$

Поскольку $\tau_a^0 - \tau^0 = \frac{v(l^0 + \Delta l^0)}{c^2}$ и $f(t^0) = p^0 + \Delta p^0$ в интервале времени от τ^0 до τ_a^0 , мы можем записать (34) в виде

$$\Delta A_a = \frac{F^0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \int_0^{\tau^0} f(t^0) dt^0 + \frac{\beta^2 (p^0 + \Delta p^0) (V^0 + \Delta V^0)}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (35)$$

Аналогично мы получим для работы, производимой стенкой b :

$$\begin{aligned} \Delta A_b &= - \int_0^{\tau} F p_b(t_b) u_b dt_b = - \frac{F^0}{\sqrt{1-\beta^2}} \times \\ &\times \int_{-v l^0/c^2}^{\tau^0} f(t^0) (v + \varphi'(t^0)) dt^0, \end{aligned} \quad (36)$$

где мы использовали (27) и (30). В интервале времени $-v l^0/c^2 \leq t \leq 0$ мы имеем $f(t^0) = p^0$ и $\varphi'(t^0) = 0$; таким образом,

$$\Delta A_b = - \frac{\beta^2 p^0 V^0}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{F^0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \int_0^{\tau^0} f(t^0) dt^0 + \frac{\Delta A_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (37)$$

где принято во внимание (22). Работа, совершаемая боковой стенкой цилиндра, равна нулю; полная механическая работа во время процесса в системе \mathfrak{K} определяется суммой

$$\Delta A = \Delta A_a + \Delta A_b = \frac{\beta^2 \Delta (p^0 V^0) + \Delta A^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (38)$$

где введено обозначение

$$\Delta (p^0 V^0) = (p^0 + \Delta p^0) (V^0 + \Delta V^0) - p^0 V^0 \quad (39)$$

для приращения произведения давления на объем в течение процесса в системе \mathfrak{K}^0 . Формула (38) годится для любого конечного обратимого процесса. Заметим, что даже и в том случае, когда изменение объема $\Delta V^0 = 0$, т. е. когда $\Delta A^0 = 0$, в системе \mathfrak{K} мы обнаружим конечную работу, равную

$$\Delta A = \frac{\beta^2 \Delta (p^0 V^0)}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\beta^2 V^0 \Delta p^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{для} \quad \Delta V^0 = 0, \quad (40)$$

возникновение которой, как мы видели, связано с относительностью одновременности.

Из (3), (17) и (38) мы можем получить выражение для количества тепла, переданного жидкости в *обратимом* процессе, так как скорость жидкости до начала и после окончания процесса равна v :

$$\Delta Q = \Delta H - \Delta A = \frac{\Delta H^0 + \beta^2 \Delta (p^0 V^0) - \beta^2 \Delta (p^0 V^0) - \Delta A^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

или в силу (1)

$$\Delta Q = \frac{\Delta Q^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (41)$$

что совпадает с формулой Отта (8). Применяя эту формулу к бесконечно малому обратимому процессу, имея в виду (4), (2) и (6), мы придем к формуле Отта для преобразования температуры (9). Термин «бесконечно малый» применяется здесь в физическом смысле; это означает лишь, что приращения $\Delta V^0 = dV^0$, $\Delta p^0 = dp^0$ и т. д. настолько малы, что можно пренебречь всеми членами, в которые входят произведения таких членов или их высшие степени. В этом случае можно положить для интервала

$0 < t^0 < \tau^0$, что $\varphi'(t^0) = \Delta l^0 / \tau^0$ и, пренебрегая членами высших порядков, записать

$$dA^0 = -F^0 \int_0^{\tau^0} f(t^0) \varphi'(t^0) dt^0 = -\frac{F^0 \Delta l^0}{\tau^0} \times \\ \times \int_0^{\tau^0} f(t^0) dt^0 = -p^0 dV^0. \quad (42)$$

Выражение для работы (38) упростится до

$$dA = \frac{\beta^2 (p^0 dV^0 + V^0 dp^0) - p^0 dV^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\beta^2 V^0 dp^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \\ - p^0 dV^0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (43)$$

причем, используя (10) и (15), его можно переписать еще и так:

$$dA = \frac{\beta^2 V dp}{1 - \beta^2} - p dV. \quad (44)$$

За исключением работы $-p dV$, обязанной изменению объема, мы получаем в системе \mathfrak{K} выражение для работы

$$\frac{\beta^2 V dp}{1 - \beta^2},$$

которое, с точностью до знака, совпадает с результатом Киббла ([6], уравнение (17)). Так как работа, энергия и время инвариантны относительно чисто пространственных вращений координатных осей, предыдущие результаты не могут зависеть от специального расположения контейнера в пространстве.

Вернемся на время к произвольному конечному обратимому процессу (в системе, расположенной так, как это было принято до сих пор). Правильные формулы (41) и (8) отличаются от выражения (5), полученного значительно ранее Планком и другими авторами, на множитель $1 - \beta^2$. Где кроется ошибка в выводе, сделанном ранее? Чтобы ответить на этот вопрос, подсчитаем полный механический импульс $\Delta \mathbf{J}$ в системе \mathfrak{K} . Его можно подсчитать как интеграл по времени от результирующей механической силы, действующей со стороны стенок на жидкость. В любой момент времени в продолжение обратимого процесса жидкость находится в равновесном состоянии, давление $p_c(t)$ на боковые стенки цилиндра в любой момент времени оди-

наково для всех точек, имеющих одну и ту же координату x . Следовательно, импульс, создаваемый боковыми стенками цилиндра, равен нулю, т. е.

$$\Delta J_y = \Delta J_z = 0. \quad (45)$$

С другой стороны, компонента приращения импульса по оси x , которую мы обозначим через ΔJ_x , представляет собой сумму импульсов ΔJ_a и ΔJ_b , обусловленных действием крышек a и b ,

$$\Delta J_x = \Delta J_a + \Delta J_b. \quad (46)$$

Поскольку сила, действующая со стороны крышки a в направлении оси x , равна $K_a(t) = F p_a(t)$, мы получим

$$\begin{aligned} \Delta J_a &= F \int_0^{\tau} p_a(t_a) dt_a = \frac{F_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \int_0^{\tau_0} f(t^0) dt^0 = \\ &= \frac{\Delta A_a}{v}, \end{aligned} \quad (47)$$

если учесть еще (34). Аналогично, согласно (29) и (25):

$$\begin{aligned} \Delta J_b &= -F \int_0^{\tau} p_b(t_b) dt_b = -F_0 \int_{-v t^0/c^2}^{\tau_0} p_b^0(t_b^0) \frac{dt_b}{dt_b^0} dt_b^0 = \\ &= -\frac{F_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \int_{-v t^0/c^2}^{\tau_0} f(t^0) \left(1 + \frac{v \varphi'(t^0)}{c^2}\right) dt^0, \end{aligned} \quad (48)$$

или, принимая во внимание (21) и (22),

$$\begin{aligned} \Delta J_b &= -\frac{v p^0 V^0}{c^2 \sqrt{1-\beta^2}} - \frac{F_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \int_0^{\tau_0} f(t^0) dt^0 + \\ &+ \frac{v \Delta A^0}{c^2 \sqrt{1-\beta^2}}. \end{aligned} \quad (49)$$

Если в (46) подставить (47) и (49) и использовать (35) для x -компоненты механического импульса, получим

$$\Delta J = \frac{v}{c^2 \sqrt{1-\beta^2}} [\Delta(p^0 V^0) + \Delta A^0]. \quad (50)$$

При нашем расположении систем отсчета $\mathfrak{v} = \{v, 0, 0\}$ и три уравнения (45) и (50) можно записать в виде одного векторного выражения:

$$\Delta \mathbf{J} = \frac{\Delta (p^0 V^0) + \Delta A^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v}. \quad (51)$$

Согласно уравнениям динамики для сплошной среды, при наличии передачи тепла, приращение импульса жидкости определяется «пространственным аналогом» уравнения для энергии (3):

$$\Delta \mathbf{G} = \Delta \mathbf{G}^{(h)} + \Delta \mathbf{J}, \quad (52)$$

где $\Delta \mathbf{G}^{(h)}$ — приращение импульса, связанное с передачей тепла системе. В нашем случае, согласно (17), для $\Delta \mathbf{G}$ мы имеем

$$\Delta \mathbf{G} = \frac{\Delta H^0 + \Delta (p^0 V^0)}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v}, \quad (53)$$

откуда с помощью (52), (51) и (1) находим

$$\Delta \mathbf{G}^{(h)} = \Delta \mathbf{G} - \Delta \mathbf{J} = \frac{\Delta H^0 - \Delta A^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v} = \frac{\Delta Q^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v}. \quad (54)$$

Приращение импульса, связанное с передачей тепла во время обратимого процесса, оказывается в точности таким, как если бы мы добавили к нагреваемой жидкости частицу с массой покоя $\Delta Q^0/c^2$, которая покоилась бы в системе \mathfrak{R}^0 . С помощью (41) эту часть приращения импульса можно также записать в виде

$$\Delta \mathbf{G}^{(h)} = \frac{\Delta Q}{c^2} \mathbf{v} \quad (55)$$

в соответствии с общим соотношением Эйнштейна для энергии и массы покоя. Полное приращение импульса можно теперь уже записать в виде суммы двух членов

$$\Delta \mathbf{G} = \Delta \mathbf{G}^{(h)} + \Delta \mathbf{G}^{(m)}, \quad (56)$$

причем второй член, согласно (52), удовлетворяет уравнению

$$\Delta \mathbf{G}^{(m)} = \Delta \mathbf{J}. \quad (57)$$

Таким образом, $\Delta G^{(m)}$ представляет собой то приращение импульса, которое обязано действию механических сил. Лишь в том случае, когда нет передачи тепла, механический импульс ΔJ равен полному приращению импульса, и именно в этом лежит корень ошибки, допущенной первыми авторами.

Прежде чем переходить к подробному исследованию этого пункта, посмотрим, как выглядят все эти выражения в системе \mathfrak{K}^0 . Соотношения (51) — (57) справедливы в любой инерциальной системе \mathfrak{K} . Если мы переходим от \mathfrak{K} к \mathfrak{K}^0 , мы должны положить $\mathbf{v} \rightarrow 0$. Из (51) следует выражение для механического импульса, приобретаемого в обратимом процессе с точки зрения \mathfrak{K}^0 :

$$\Delta J^0 = 0, \quad (58)$$

как это непосредственно вытекает из (20). Далее, из (54) следует, что в \mathfrak{K}^0

$$\Delta G^{(h)^0} = 0, \quad (59)$$

т. е. при обратимом процессе передаваемый системе импульс, связанный с передачей тепла, в системе \mathfrak{K}^0 равен нулю. Из соотношений (59), (54) и (41) вытекает, что величины

$$\Delta Q_i = \left\{ \Delta G^{(h)}, \frac{i}{c} \Delta Q \right\} = \frac{\Delta Q^0}{c^2} V_i \quad (60)$$

преобразуются как компоненты 4-вектора при любом обратимом процессе (в формуле (60) V_i — компоненты постоянной 4-скорости жидкости).

Составим скалярное произведение приращения механического импульса ΔJ , определяемого согласно (51), и скорости \mathbf{v}

$$(\Delta J \cdot \mathbf{v}) = \frac{\beta^2 [\Delta(p^0 V^0) + \Delta A^0]}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (61)$$

Если мы подставим выражение (61) в выражение (38) для механической работы, мы получим

$$\Delta A = (\Delta J \cdot \mathbf{v}) + \Delta A^0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (62)$$

или, принимая во внимание (57),

$$\Delta A = (\Delta G^{(m)} \cdot \mathbf{v}) + \Delta A^0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (63)$$

Ошибка, допущенная в ранних расчетах, состояла в том, что вместо величины $\Delta G^{(m)}$ в выражение (63) подставлялась величина ΔG — приращение полного момента импульса жидкости. Величина работы ΔA_P , получаемая таким путем,

$$\Delta A_P = (\Delta G \cdot v) + \Delta A^0 \sqrt{1 - \beta^2} \quad (64)$$

отличается от правильного выражения (63) на величину

$$\begin{aligned} \Delta A_P - \Delta A &= (\Delta G - \Delta G^{(m)}) v = (\Delta G^{(h)} \cdot v) = \\ &= \frac{\beta^2 \Delta Q^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \end{aligned}$$

где использовано соотношение (54). Если учесть еще (3 и (41), мы приходим к соотношению

$$\Delta Q_P = \Delta H - \Delta A_P = \Delta Q - \frac{\beta^2 \Delta Q^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \Delta Q^0 \cdot \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (65)$$

которое совпадает с результатом Планка (5).

Философия, приводящая к ошибке, становится еще яснее, если мы снова обратимся к бесконечно малым обратимым процессам. Согласно (42), в этом случае для механического импульса (51) получится выражение

$$dJ = \frac{V^0 dp^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} v = \frac{V dp}{c^2 - v^2} v. \quad (66)$$

Кроме того, для бесконечно малого изменения состояния время τ , за которое это изменение происходит обратимым образом, также бесконечно мало в физическом понимании этого термина. Если положить $\tau = dt$, уравнение (52) формально примет форму уравнения движения

$$\frac{dG}{dt} = K, \quad (67)$$

где

$$K = K^{(m)} + K^{(h)},$$

$$K^{(m)} \equiv \frac{dJ}{dt} = \frac{V \frac{dp}{dt}}{c^2 - v^2} v, \quad (68)$$

$$K^{(h)} \equiv \frac{dG^{(h)}}{dt}.$$

Пусть для простоты рассматривается процесс, при котором объем не меняется. Тогда изменение состояния всецело обязано передаче тепла, которое увеличивает давление жидкости; все элементы жидкости при этом имеют в системе \mathfrak{K} одну и ту же скорость \mathbf{v} . Старая аргументация состояла в том, что вектор \mathbf{K} в (67) представляет собой силу, необходимую для того, чтобы сохранить эту постоянную скорость, несмотря на то, что собственная масса системы растет в связи с нагреванием жидкости и повышением ее давления; повышение давления ведет, конечно, к возрастанию упругого потенциала жидкости. Эта сила K совершает работу

$$dA_P = (\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}) dt = (d\mathbf{G} \cdot \mathbf{v}), \quad (69)$$

которая совпадает с выражением (64) для бесконечно малого процесса, если $dV^0 = 0$ и $dA^0 = 0$.

Тем не менее (67) представляет собой уравнение движения *лишь формально*. Фактически, согласно (57) и (58), оно разбивается на два уравнения

$$\frac{d\mathbf{G}^{(h)}}{dt} \equiv \mathbf{K}^{(h)}, \quad (70)$$

$$\frac{d\mathbf{G}^{(m)}}{dt} = \mathbf{K}^{(m)}, \quad (71)$$

первое из которых представляет собой *чистое тождество*. Величина $\mathbf{K}^{(h)}$ поэтому отнюдь не является реальной силой, а только описывает ту скорость, с которой происходит изменение импульса за счет передачи тепла в жидкость. С физической точки зрения увеличение массы покоя, связанное с передачей тепла жидкости, полностью эквивалентно добавлению частицы, покоящейся в системе \mathfrak{K}^0 , в эту жидкость. Эта частица будет двигаться сразу относительно \mathfrak{K} со скоростью \mathbf{v} , и поэтому нет никакой необходимости в силе, которая сообщала бы частице эту скорость.

Единственным подлинным уравнением движения является (7), и сила $\mathbf{K}^{(m)}$, определяемая по (68), представляет собой ту силу, которая необходима, чтобы держать скорость \mathbf{v} постоянной, несмотря на увеличение упругой энергии системы, связанное с увеличением давления. Сама сила $\mathbf{K}^{(m)}$ ни в коей мере не является загадочной, потому что мы уже убедились, что она просто равна силе, действующей со стороны стенок, подсчитанной в системе \mathfrak{K} ,

Именно работа этой реальной силы и дает правильное выражение

$$dA = (\mathbf{K}^{(m)} \cdot \mathbf{v}) dt = \frac{\beta^2 V dp}{1 - \beta^2}. \quad (72)$$

Если же также меняется и объем жидкости, следует добавить «внешнюю» работу — pdV , чтобы получить общее выражение (44).

НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ

В предыдущих разделах рассматривались только обратимые изменения состояния жидкости, и основной результат, полученный нами, состоял в формуле преобразования (38) для механической работы, из которой следовала формула (41) для передаваемой тепловой энергии. Вопрос заключается теперь в следующем: справедливо ли уравнение (38) и для необратимых процессов, и если да, то при каких условиях. Допустим, что мы по-прежнему имеем дело с тем же расположением цилиндрического контейнера относительно общей оси xx^0 . Предположим также, что изменение объема, как и раньше, достигается за счет движения поршня b , описываемого в системе \mathfrak{R}^0 выражениями (18) и (19). Однако теперь уже функция $\varphi(t^0)$ может быть совершенно произвольной в интервале $0 \leq t^0 \leq \tau^0$. Она может даже описывать произвольное периодическое движение с амплитудой, превышающей Δl^0 , но мы будем предполагать, что оно заканчивается в положении $l^0 + \Delta l^0$ незадолго до момента $t^0 = \tau^0$. Аналогично этому, будем считать, что передача тепла заканчивается незадолго до момента τ^0 , с тем чтобы к моменту $t^0 = \tau^0$ жидкость могла достичь теплового равновесия. Что касается того, каким образом тепло передается от теплового резервуара к жидкости, то пока мы не будем делать никаких предположений по этому поводу. Например, резервуар может иметь температуру, значительно превышающую температуру жидкости. Время τ^0 вовсе не обязательно должно быть большим, а скорость поршня $\varphi'(t^0)$ в течение процесса может быть сколь угодно большой. Так как жидкость находится в тепловом равновесии до и после процесса, формулы (17) справедливы для моментов времени $t^0 \leq 0$ и $t^0 \geq \tau^0$, так что, как и

прежде

$$\Delta H = \frac{\Delta H^0 + \beta^2 \Delta(p^0 V^0)}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \Delta G = \frac{\Delta H^0 + \Delta(p^0 V^0)}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} v. \quad (73)$$

Остаются справедливыми соотношения (23) — (27), однако равенства (28) и (29) уже утрачивают свою силу.

Вместо них мы должны написать для давления $p_a^0(y^0, z^0, t^0)$ в точке на крышке a с координатами (y^0, z^0) в момент времени t^0 :

$$p_a^0 = f(y^0, z^0, t^0), \quad (74)$$

где f — функция, относительно которой известно только то, что она постоянна, независимо от значений (y^0, z^0) , для моментов $t^0 \leq 0$, когда она равна p^0 , и моментов $t^0 \geq \tau^0$, когда она равна $p^0 + \Delta p^0$, т. е.

$$f(y^0, z^0, t^0) = \begin{cases} p^0, & t^0 \leq 0, \\ p^0 + \Delta p^0, & t^0 \geq \tau^0. \end{cases} \quad (75)$$

Аналогично, для давления на поршне b мы получим

$$p_b^0 = g(y^0, z^0, t^0),$$

где

$$g(y^0, z^0, t^0) = \begin{cases} p^0, & t^0 \leq 0, \\ p^0 + \Delta p^0, & t^0 \geq \tau^0. \end{cases} \quad (76)$$

Однако нам ничего не известно о том, что представляют собой функции f и g в период $0 < t^0 < \tau^0$.

В системе \mathfrak{K}^0 механическая работа, совершаемая над жидкостью, равна

$$\begin{aligned} \Delta A^0 &= - \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} p_b^0 dy^0 dz^0 u_b^0 dt_b^0 = \\ &= - \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} g(y^0, z^0, t^0) dy^0 dz^0 \varphi'(t^0) dt^0. \end{aligned} \quad (77)$$

Поскольку давление представляет собой инвариантный скаляр, то в \mathfrak{K}

$$p_a(y, z, t_a) = p_a^0(y^0, z^0, t_a^0) = f(y^0, z^0, t_a^0) \quad (78)$$

$$p_b(y, z, t_a) = g(y^0, z^0, t_b^0),$$

причем переменные в \mathfrak{K} и \mathfrak{K}^0 связаны соотношениями (23) — (27). Вместо выражения (34) мы получим теперь для механической работы, совершаемой стенкой a в системе \mathfrak{K} в течение процесса:

$$\begin{aligned} \Delta A_a &= \int_0^{\tau} \int_F p_a(y, z, t_a) dy \cdot dz \cdot u_a dt_a = \\ &= \int_0^{\tau_a} \int_{F^0} f(y^0, z^0, t_a^0) dy^0 dz^0 \frac{v \cdot dt_a^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \\ &= \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} f(y^0, z^0, t^0) dz^0 dt^0 + \\ &+ \frac{\beta^2 (p^0 + \Delta p^0) (V^0 + \Delta V^0)}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \end{aligned} \quad (79)$$

где использованы (27), (30) и (32).

Аналогично находится работа, совершаемая поршнем b :

$$\begin{aligned} \Delta A_b &= - \int_0^{\tau} \int_F p_b(y, z, t_b) dy dz u_b dt_b = \\ &= - \int_0^{\tau} \int_{F^0} g(y^0, z^0, t_b^0) \frac{v + \Phi'(t_b^0)}{\sqrt{1 - \beta^2}} dt_b^0 = \\ &= - \frac{\beta^2 p^0 V^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} g(y^0, z^0, t^0) dy^0 dz^0 dt^0 + \\ &+ \frac{\Delta A^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \end{aligned} \quad (80)$$

где снова использовано (27) и выражение (37) для ΔA^0 . Работа, совершаемая боковой стенкой цилиндра, по-прежнему равна нулю, так как скорость жидкости на боковой стенке не имеет компоненты, перпендикулярной стенке.

Полная механическая работа, совершаемая над жидкостью в \mathfrak{R} , равна поэтому

$$\begin{aligned} \Delta A &= \Delta A_a + \Delta A_b = \\ &= \frac{\beta^2 \Delta(p^0 V^0) + \Delta A^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \times \\ &\times \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} [f(y^0, z^0, t^0) - g(y^0, z^0, t^0)] dy^0 dz^0 dt^0. \end{aligned} \quad (81)$$

Это выражение последним слагаемым отличается от формулы (38), описывающей работу при обратимом процессе.

Подсчитаем теперь приращение механического импульса ΔJ , вызываемое силами, действующими со стороны стенок в течение всего периода реализации необратимого процесса. Компонента этого вектора по оси x складывается из вкладов, вносимых крышкой a и поршнем b :

$$\Delta J_a = \Delta J_a + \Delta J_b, \quad (82)$$

причем

$$\begin{aligned} \Delta J_a &= \int_0^{\tau} \int_F p_a(y, z, t_a) dy dz dt_a = \\ &= \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} f(y^0, z^0, t_a^0) dy^0 dz^0 \frac{dt_a^0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\Delta A_a}{v}, \end{aligned} \quad (83)$$

$$\begin{aligned} \Delta J_b &= - \int_0^{\tau} \int_F p_b(y, z, t_b) dy \cdot dz \cdot dt_b = \\ &= - \int_{-\frac{v^0}{c^2}}^{\tau^0} \int_{F^0} g(y^0, z^0, t_b^0) dy^0 dz^0 \frac{dt_b^0}{dt_b^0} dt_b^0 = \\ &= - \frac{v p^0 V^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{v \Delta A^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \times \\ &\times \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} g(y^0, z^0, t^0) dy^0 dz^0 dt^0. \end{aligned} \quad (84)$$

При преобразовании соотношений (83) и (84) были использованы (78), (76), (24), (25) и (77). Таким образом,

$$\begin{aligned} \Delta J_x &= \Delta J_a + \Delta J_b = \\ &= \frac{v [\Delta (p^0 V^0) + \Delta A^0]}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \times \\ &\times \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} [f(y^0, z^0, t^0) - g(y^0, z^0, t^0)] dt^0. \end{aligned} \quad (85)$$

Если система отсчета \mathfrak{K} совпадает с \mathfrak{K}^0 , т. е. $\mathfrak{K} \rightarrow \mathfrak{K}^0$, то из (85) следует, что

$$\Delta J_x^0 = \int_0^{\tau^0} \int_{F^0} [f(y^0, z^0, t^0) - g(y^0, z^0, t^0)] dt^0 \quad (86)$$

и соотношение (85) переходит в

$$\Delta J_x = \frac{\frac{v}{c^2} [\Delta (p^0 V^0) + \Delta A^0] + \Delta J_x^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (87)$$

Таким образом, интеграл, входящий в выражение (81), в точности совпадает с интегралом (86), а так как

$$\mathbf{v} = \{v, 0, 0\}, \quad (88)$$

то мы получим, что

$$(\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{J}^0) = v \cdot \Delta J_x, \quad (\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{J}) = v \cdot \Delta J_x, \quad (89)$$

и, следовательно, (81) можно записать в двух видах

$$\Delta A = \frac{\beta^2 \Delta (p^0 V^0) + \Delta A^0 + (\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{J})}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (90)$$

или

$$\Delta A = (\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{J}) + \Delta A^0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (91)$$

Последняя запись (91) совпадает с выражением (62) для обратимого процесса.

Для компонент вектора $\Delta \mathbf{J}$ по осям y и z легко обнаружить, что

$$\Delta J_y = \Delta J_y^0, \quad \Delta J_z = \Delta J_z^0. \quad (92)$$

Чтобы доказать это, достаточно вспомнить, что давление на боковых стенках цилиндра C представляет собой скаляр, т. е.

$$p_c(x, y, z, t) = p_c^0(x^0, y^0, z^0, t^0) = f_c(x^0, y^0, z^0, t^0) \quad (93)$$

для всех точек $y = y^0$ и $z = z^0$, лежащих на боковой поверхности. В (93) пространственные и временные координаты связаны между собой преобразованиями Лоренца и

$$f_c(x^0, y^0, z^0, t^0) = \begin{cases} p^0, & t^0 \leq 0, \\ p^0 + \Delta p^0, & t^0 \geq \tau^0 \end{cases} \quad (94)$$

не зависят от пространственных координат. Это обстоятельство приводит к тому, что интегралы по временным и пространственным координатам, определяющим ΔJ_y и ΔJ_y^0 или ΔJ_z и ΔJ_z^0 , эффективно вычисляются по одной и той же области пространства-времени, и, поскольку подынтегральные выражения инвариантны, отсюда и вытекает справедливость (92).

Согласно (88), выражения (87) и (92) могут быть объединены в одно векторное уравнение:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{J} = & \frac{\Delta(p^0 V^0) + \Delta A^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v} + \\ & + \frac{\left(\frac{\mathbf{v}}{v^2}\right) (\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{J}^0) (1 - \sqrt{1 - \beta^2}) + \sqrt{1 - \beta^2} \Delta \mathbf{J}^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{aligned} \quad (95)$$

Безусловно, (52) сохраняет свою справедливость и в случае необратимых процессов, если $\Delta \mathbf{G}$ определяется по (73). Для системы \mathfrak{K}^0 мы, таким образом, получаем

$$\Delta \mathbf{J}^0 = - \Delta \mathbf{G}^{(h)0}. \quad (96)$$

Кроме того, согласно (52), (73) и (95):

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{G}^{(h)} = & \Delta \mathbf{G} - \Delta \mathbf{J} = \frac{\Delta H^0 - \Delta A^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v} - \Delta \mathbf{J}^0 - \\ & - \mathbf{v} \frac{(\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{J}^0) (1 - \sqrt{1 - \beta^2})}{v^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned}$$

или, принимая во внимание (96),

$$\Delta G^{(h)} = \Delta G^{(h)0} + v \frac{(v \cdot \Delta G^{(h)0}) (1 - \sqrt{1 - \beta^2}) + \beta^2 \Delta Q^0}{v^2 \sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (97)$$

где выражение

$$\Delta Q^0 = \Delta H^0 - \Delta A^0 \quad (98)$$

определяет сообщаемую системе тепловую энергию в системе \mathfrak{K}^0 в соответствии с первым началом термодинамики (1). Если мы хотим использовать тот же самый закон (3) в системе \mathfrak{K} , мы получим для переданного тепла ΔQ в системе \mathfrak{K} , согласно (73) и (90),

$$\Delta Q = \Delta H - \Delta A = \frac{\Delta H^0 - \Delta A^0 - (v \cdot \Delta \mathcal{J}^0)}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

или, принимая во внимание (96) и (98),

$$\Delta Q = \frac{\Delta Q^0 + (v \cdot \Delta G^{(h)0})}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (99)$$

Следовательно, если мы хотим сохранить вид первого закона термодинамики в его классической форме во всех инерциальных системах \mathfrak{K} , формула Отта (8) остается правильной лишь в том случае, когда передача тепла не сообщает термодинамической системе никакого импульса в системе отсчета \mathfrak{K} . Это всегда имеет место при обратимых процессах, как мы выяснили в предыдущем разделе. Однако для необратимых процессов уравнение Отта (8), вообще говоря, должно быть заменено на более общее соотношение (99); соотношение (99) вместе с формулой (97) ведет к следующим, вполне разумным, результатам.

Если мы определим величину ΔQ_i четырьмя компонентами

$$\Delta Q_i = \left\{ \Delta G^{(h)}, \frac{i}{c} \Delta Q \right\}, \quad (100)$$

то выражения (97) и (99) показывают, что эта величина преобразуется по правилу преобразования 4-вектора при произвольных преобразованиях Лоренца [8]. Это обстоятельство находится в соответствии с общей аргумента-

цией, касающейся эквивалентности массы и энергии [9]. Таким образом, мы приходим к заключению о том, что импульс и энергия, передаваемые термодинамической системе вместе с потоком тепла от внешнего окружения, в совокупности образуют 4-вектор. Этот результат, который получен здесь при рассмотрении довольно специального случая, оказывается совершенно общим [10].

С другой стороны, мы не вступим в противоречие с принципом относительности, если изменим форму второго закона термодинамики в системе \mathfrak{K} , но так, что он переходит в (1), если $\mathfrak{K} \rightarrow \mathfrak{K}^0$. Фактически это и есть как раз то, что предлагал Отт. Вместо того, чтобы определять количество передаваемого тепла ΔQ согласно (3), он определяет величину $\Delta \bar{Q}$ в системе отсчета \mathfrak{K} следующим соотношением:

$$\Delta H = \Delta \bar{Q} + \mathbf{v} \left(\Delta \mathbf{G}^{(h)} - \frac{\Delta \bar{Q}}{c^2} \mathbf{v} \right) + \Delta A, \quad (101)$$

которое совпадает с (1) в случае $\mathfrak{K} \rightarrow \mathfrak{K}^0$, т. е.

$$\Delta \bar{Q}^0 = \Delta Q^0. \quad (102)$$

С помощью (52) и (91) можно переписать (101) в виде

$$\Delta H - \mathbf{v} \Delta \mathbf{G} = \Delta \bar{Q} (1 - \beta^2) + \Delta A^0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (103)$$

откуда на основании (73) и (1) получается формула преобразования Отта

$$\Delta \bar{Q} = \frac{\Delta Q^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (104)$$

Для обратимых процессов и тех необратимых процессов, для которых $\Delta \mathbf{G}^{(h)0} = 0$, никакой разницы между $\Delta \bar{Q}$ и ΔQ , входящей в (41), нет, но в общем случае $\Delta \bar{Q}$ отличается от ΔQ .

Введенное определение (101) для $\Delta \bar{Q}$, очевидно, означает различное разбиение полной энергии на ее «тепловую» часть и «механическую» часть. Эта процедура во многих случаях может вести к недоразумениям. Иногда говорят даже о появлении тепла в термодинамической системе, без передачи какого-либо тепла извне.

В качестве примера процесса такого типа представим себе, что поршень b в системе отсчета \mathfrak{R}^0 быстро движется взад и вперед до тех пор, пока не останавливается, скажем, в исходном положении. В этом случае жидкость оказывается «нагретой», даже в том случае, если никакого потока тепла извне не было (сравните этот результат с эффектом нагрева при двойном цикле). В этом случае можно написать

$$\Delta Q_i = \Delta Q_i^0 = 0, \quad \Delta H = \Delta A, \quad \Delta G = \Delta J. \quad (105)$$

Выражаясь несколько нестрого, можно сказать, что определенное количество тепловой энергии ΔQ_c^0 создается в \mathfrak{R}^0 ; оно равно просто механической работе ΔA^0 , совершенной в течение процесса, или увеличению энергии ΔH^0 , т. е.

$$\Delta Q_c^0 \equiv \Delta H^0 - \Delta A^0. \quad (106)$$

Однако как выглядит теперь созданное тепло с точки зрения системы \mathfrak{R} ? Кроме того, что совершается «внутренняя работа», которая в системе отсчета \mathfrak{R}^0 отождествляется с ΔQ_c , стенки контейнера испытывают дополнительные силы в \mathfrak{R} , которые необходимы, чтобы поддерживать его скорость равной v до и после процесса. Импульс этих сил ΔJ равен приращению ΔG импульса, поскольку увеличения теплового импульса извне нет. Эти силы совершают «внешнюю работу», которая равна $(\Delta G \cdot v)$. Поэтому естественно определить тепловую энергию, возникающую в \mathfrak{R} , следующим образом:

$$\Delta Q_c = \Delta H - (\Delta G \cdot v). \quad (107)$$

Принимая во внимание (73), перепишем (107) в виде

$$\Delta Q_c = \Delta H^0 \sqrt{1 - \beta^2} = \Delta Q_c^0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (108)$$

Это же самое уравнение следует из (105), (106) и соотношения (91), которое в нашем случае запишется так:

$$\Delta A = (v \cdot \Delta G) + \Delta Q_c^0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (109)$$

Формула (108) соответствует уравнению Планка (5), которое вплоть до недавнего времени применялось также

и к теплу, получаемому извне, но, как мы только что видели, справедлива лишь в том случае, когда тепло возникает внутри тела под действием внешних сил. В этой работе рассматривался случай, когда внешние силы (действующие со стороны стенок контейнера) представляли собой механические силы, но, как это уже было отмечено, это несущественно. Существенно здесь лишь то, что эти силы представляют собой реальные силы, возникновение которых обусловлено окружающими систему телами. Эти силы могут иметь также электромагнитную природу, и, по-видимому, старая точка зрения Лауэ, опирающаяся на формулу (104), может быть подтверждена для случая джоулевого тепла, выделяемого под влиянием внешнего электрического поля (см. также ссылку [10]).

Однако следует подчеркнуть, что представление о тепле, создаваемом внутри системы в течение процесса, далеко от того, чтобы быть абсолютно четким. В прошлом это представление вызвало к жизни немало сомнительных утверждений. Как это совершенно ясно из примера, приведенного выше, определение производимого тепла требует более или менее произвольного разбиения приращения ΔH полной энергии на «тепловую» и «механическую» части. Может быть, было бы правильнее вообще избегать употребления столь неотчетливых представлений (за исключением специальных случаев, где невозможны неясности). В противоположность создаваемому теплу, передаваемое во время процесса системе тепло, четко определенное согласно первому закону термодинамики, имеет вполне определенный смысл. Как мы видели, импульс и энергия, передаваемые термодинамической системе за счет передачи тепла, преобразуются при преобразованиях Лоренца как компоненты 4-вектора.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Planck*. Berl. Ber., 1907, 542; Ann. d. Phys., 1908, 76, 1; *F. Hasenöhl*. Wien Ber., 1907, 116, 1391; *A. Einstein*. Jahrb. f. Rad. und El., 1907, 4, 411; Собр. соч., т. I, стр. 65.
2. *M. von Laue*. Die Relativitätstheorie, 3rd. ed. Braunschweig, 1952; *W. Pauli*. Theory of Relativity. London, 1958; Теория относительности. Гостехиздат, 1947; *R. C. Tolman*. The Theory of Relativity. Oxford, 1952; *C. Møller*. Relativity Thermodynamics and Cosmology. Oxford. 1952; *W. H. McCrea*. Relativity Physics. New York, 1960.

3. *H. Ott. Zt. f. Phys.*, 1963, 175, 70.
4. *H. Arzelies. Nuovo Cimento*, 1965, 35, 792.
5. *R. Penney. Nuovo Cimento*, 1966, 43A, 911; *T. W. B. Kibble. Nuovo Cimento*, 1966, 41B, 72, 83, 84; *A. Gamba. Nuovo Cimento*, 1965, 37, 1792; 1966, 41B, 72; *H. Arzelies. Nuovo Cimento*, 1966, 41B, 81.
6. Работа Киббла, упомянутая в ссылке 5.
7. См., например, *C. Møller. The Theory of Relativity*, гл. VI, § 67, ур. (111).
8. См., например, *C. Møller. The Theory of Relativity*, гл. IV, § 36, ур. (29).
9. Там же, гл. III, § 30.
10. *I. Brevik. Mat. Fys. Medd., Dan. Vid. Selsk.*, 1967, 36, N 3.
11. *M. von Laue. Loc. cit.*, ссылка 2.



ТЕРМОДИНАМИКА В СПЕЦИАЛЬНОЙ И ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ¹

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования последнего времени, выполненные несколькими авторами, привели к удивительному заключению о том, что классический подход к релятивистской термодинамике, который был использован в 1907—1908 гг. Планком и некоторыми другими авторами [1] и воспроизведен в многочисленных учебниках, содержит ошибку. Эта ошибка, помимо всего прочего, приводит к неправильному результату относительно коэффициента полезного действия «релятивистской тепловой машины». Исходя из предположения, что первое и второе начала термодинамики, в соответствии со специальной теорией относительности, сохраняют свой вид во всех инерциальных системах отсчета, Планк получил следующую формулу преобразования «кельвиновской температуры» T тела, движущегося со скоростью v :

$$T = T^0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = v/c, \quad (1)$$

где T^0 — собственная температура, т. е. температура, измеренная наблюдателем, движущимся вместе с телом, а c — скорость света. Эта формула не вызывала ни у кого сомнений до тех пор, пока Отт в посмертной работе [2] не отметил, что (1), а также и соответствующая формула преобразования для количества тепловой энергии, приводит к нелепому результату. Отт указал, что формулу (1) следует заменить формулой преобразования

$$T = \frac{T^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2)$$

C. M ø l l e r. Thermodynamics in the Special and the General Theory of Relativity. Из книги: B e r n a r d i n i F e s t s c h r i f t ed. by G. Poppi. Acad. Press, 1968, p. 202—221.

Согласно Отту, ошибка в старом выводе происходила оттого, что при подсчете механической работы, совершаемой над системой во время термодинамического процесса, включалась работа некоторых нефизических сил.

За работой Отта последовала целая серия взаимно противоречивых работ [3], следствием которых было то, что ситуация, касающаяся данного вопроса, оказалась еще более запутанной. Разногласия, возникавшие у различных авторов, чаще всего касались употребления таких слов, как теплота, работа, энергия и т. д. Поэтому автор настоящей статьи в своей недавно опубликованной работе [4] еще раз подробно разобрал простой случай термодинамических процессов в жидкости, заключенной в цилиндрический контейнер переменного объема, имея в виду, в частности, тщательное определение используемых в этом рассмотрении понятий. Если мы предположим, что жидкость не оказывает сопротивления сдвиговым напряжениям, внешние силы, действующие на жидкость, сводятся к нормальному давлению со стороны стенок контейнера. Поскольку давление является инвариантом относительно преобразования Лоренца, в этом случае особенно просто записать формулы преобразования для приращения энергии и импульса, а также для импульса сил и механической работы, совершаемой над системой во время произвольного (обратимого или необратимого) процесса. Затем уже формулы преобразования для тепловой энергии, приобретенной во время процесса, и для температуры непосредственно вытекают из первого и второго начала термодинамики. Я хотел бы начать с краткого резюме результатов, полученных в статье [4].

Рассматривая произвольный конечный процесс, который переводит рассматриваемую систему (жидкость) из одного термодинамически равновесного состояния в другое, *допустим на время, что жидкость до и после процесса движется с одной и той же постоянной скоростью v* , относительно некоторой произвольно выбранной инерциальной системы \mathfrak{K} . Система отсчета \mathfrak{K}^0 , движущаяся с этой же скоростью относительно \mathfrak{K} , представляет собой поэтому систему, в которой все элементы жидкости покоятся как в начальном, так и конечном состояниях. Вообще говоря, это может и не иметь места во время процесса. Тем не менее будем считать систему отсчета \mathfrak{K}^0 *глобальной собственной системой жидкости*.

Согласно первому началу, для полного приращения ΔH энергии H жидкости в течение процесса в системе \mathfrak{K} мы можем написать соотношение

$$\Delta H = \Delta A + \Delta Q, \quad (3)$$

где ΔA — механическая работа, совершаемая над жидкостью окружающими ее телами (стенками цилиндра), а ΔQ — количество тепла, переданного жидкости во время процесса. Это количество тепла может быть сообщено жидкости за счет передачи тепла от резервуара или за счет теплового излучения. Равенство (3) можно рассматривать как определение ΔQ , т. е. *тепловая энергия, передаваемая в термодинамическом процессе, определяется как то увеличение полной энергии системы, которое не связано с механической работой, совершаемой над системой.* В противоположность «теплосодержанию» системы, находящейся в равновесном состоянии, понятию, которое в большинстве случаев оказывается довольно туманным, тепловая энергия, приобретаемая в течение процесса, однозначно определяется формулой (3). Величины ΔQ , ΔA и ΔH независимы друг от друга, они могут принимать, естественно, как положительные, так и отрицательные значения.

Закон сохранения энергии (3) имеет в точности такую же форму, как и в нерелятивистской термодинамике. Однако в соответствующий закон сохранения импульса теория относительности вводит существенно новый элемент. Исходя из общего соотношения Эйнштейна между энергией и инертной массой, передаваемая тепловая энергия приносит с собой в систему также и определенный импульс ΔP , который по аналогии с данным выше определением ΔQ следует определить как ту часть приращения полного импульса G системы, которая не связана с действием внешних сил. Таким образом, по аналогии с соотношением (3), закон сохранения импульса может быть записан в виде

$$\Delta G = \Delta J + \Delta P, \quad (4)$$

где ΔJ — импульс внешних сил в течение процесса; другими словами, ΔJ представляет собой интеграл по времени от внешних сил.

Соотношения (3) и (4), которые безусловно справедливы для всякой термодинамической системы, могут быть

объединены в одно четырехмерное соотношение:

$$\Delta G_i = \Delta J_i + \Delta Q_i, \quad (i = 1, 2, 3, 4), \quad (5)$$

где четырехмерные величины, входящие в (5), определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta G_i &= \left\{ \Delta G, \quad -\frac{\Delta H}{c} \right\}, \\ \Delta J_i &= \left\{ \Delta J, \quad -\frac{\Delta A}{c} \right\}, \\ \Delta Q_i &= \left\{ \Delta P, \quad -\frac{\Delta Q}{c} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Вообще говоря, ни ΔG_i , ни ΔJ_i не преобразуются по правилу преобразования 4-векторов при преобразованиях Лоренца. Фактически эти величины могут образовывать 4-векторы лишь в том случае, если рассматриваемая система *замкнута*, до и после процесса, но в большинстве случаев термодинамические системы подвержены действию внешних сил также и в начальном и конечном состояниях. Очень характерным примером такого типа является случай, разобранный в статье [4], случай жидкости, заключенной в сосуд, где, очевидно, весьма существенно, что стенки цилиндра оказывают давление на жидкость в любом равновесном состоянии. Неудивительно, что в этом случае ΔG_i и ΔJ_i не являются 4-векторами; однако в этом простом случае несложно найти формулы преобразования этих величин и одним из основных результатов [4] является утверждение о том, что *разности* $\Delta G_i - \Delta J_i$ преобразуются при преобразованиях Лоренца как компоненты 4-вектора. Таким образом, согласно (5) можно утверждать, что *величины* ΔQ_i для произвольных обратимых или необратимых процессов являются (ковариантными) компонентами 4-вектора, который можно назвать 4-вектором импульса передаваемого тепла. Как это было показано Бревиком [5], этот результат, который в [4] был доказан только для жидкости, оказывается справедливым в общем случае для термодинамических процессов в произвольном упругом теле.

Если координаты в \mathfrak{K} и \mathfrak{K}^c связаны между собой «чистым» лоренцовским преобразованием (без вращения пространственных осей), мы получаем следующие формулы

преобразования для компонент 4-импульса передаваемого тепла [6]:

$$\Delta P = \Delta P^0 + \frac{v}{c^2} \frac{(v \cdot \Delta P^0) (1 - \sqrt{1 - \beta^2}) + \beta^2 \Delta Q^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (7)$$

$$\Delta Q = \frac{\Delta Q^0 + (v \cdot \Delta P^0)}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (8)$$

Для процесса, в котором передаваемый тепловой импульс ΔP^0 равен нулю в глобальной системе покоя \mathbb{K}^0 , из этих уравнений вытекает, что ΔQ_i пропорциональны 4-скорости жидкости в начальном и конечном состояниях:

$$V_i = \left\{ \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad - \frac{c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right\}, \quad (9)$$

т. е. если

$$\Delta P^0 = 0, \quad (10)$$

то

$$\Delta Q_i = \frac{\Delta Q^0}{c^2} V_i;$$

таким образом,

$$\Delta Q = \frac{\Delta Q^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (11)$$

$$\Delta P = \frac{\Delta Q^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \mathbf{v} = \frac{\Delta Q}{c^2} \mathbf{v}.$$

Рассмотрим теперь случай *обратимого* процесса, т. е. процесса, который осуществляется столь медленно, что можно предположить, что система в течение процесса проходит через последовательность равновесных состояний. При этих условиях в [4] было строго показано, что $\Delta P^0 = 0$. Следовательно, соотношения (11) справедливы для любого обратимого процесса; вместе с тем эти формулы приводят к формуле Отта

$$\Delta Q_{\text{обр}} = \frac{\Delta Q^0_{\text{обр}}}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (12)$$

которая отличается от старой формулы Планка, где в правой части стояло выражение $\Delta Q^0_{\text{обр}} \sqrt{1 - \beta^2}$. В общем случае для необратимого процесса едва ли можно ожидать

что условие (10) будет выполнено. Однако можно указать определенные необратимые процессы, для которых ΔP^0 равно нулю и для которых соотношения (11) выполняются. Процесс такого вида мы имеем, например, для случая «чистой передачи тепла», когда тепловая энергия передается системе путем теплопроводности от резервуара, движущегося вместе с системой без всякого движения жидкости относительно \mathfrak{K}^0 . В этом случае \mathfrak{K}^0 является собственной системой для всех элементов жидкости в течение всего процесса, и тепловая энергия не несет с собой в системе \mathfrak{K}^0 никакого импульса. Во всех случаях, когда удовлетворяется условие (10), изменение полного импульса и энергии системы, связанное с передачей тепла, таково, как если бы мы добавили в систему частицу с нулевой скоростью относительно \mathfrak{K}^0 , обладающую собственной массой $\Delta Q^0/c^2$.

Что касается второго закона термодинамики, совершенно общие аргументы Планка показывают, что энтропия системы S является функцией термодинамического состояния и представляет собой инвариант преобразований Лоренца, т. е.

$$S = S^0. \quad (13)$$

Изменение содержания энтропии в системе при бесконечно малом изменении состояния по определению равно

$$dS = \frac{dQ_{\text{обр}}}{T}, \quad (14)$$

где $dQ_{\text{обр}}$ — количество тепловой энергии, приобретенно в *обратимом* процессе, который приводит к изменению состояния системы, а T — температура в градусах Кельвина. Соотношение (14) можно рассматривать также как *определение температуры* T , и, поскольку $dS = dS^0$ представляет собой инвариант, из (12) и (14) непосредственно вытекает, что определенная таким образом температура должна преобразовываться согласно формуле Отта (2).

Следуя Арцели [7], можно также определять «4-вектор температуры» с ковариантными компонентами:

$$T_i = \frac{T^0}{c} V_i. \quad (15)$$

Тогда из (11), (2) и (15) для бесконечно малого обратимого процесса следует, что

$$cdQ_{\text{обп}}^i = \frac{dQ_{\text{обп}}^0}{c} V_i = \frac{dQ_{\text{обп}}^0}{T^0} T_i$$

или, согласно (13) и (14), в системе отсчета \mathfrak{K}^0

$$dS^0 \cdot T_i = dS \cdot T_i = c \cdot dQ_i^{\text{обп}}, \quad (16)$$

Таким путем выясняется, что (14) представляет собой четвертую компоненту 4-векторного уравнения (16):

$$dS = \frac{cdQ_4^{\text{обп}}}{T_4}. \quad (17)$$

Другие компоненты (16) не содержат в себе больше того, что есть в этом уравнении, но 4-векторный характер (15) и (16) очень удобен, если нужно сформулировать законы термодинамики в произвольной системе координат, которая используется в общей теории относительности (см. раздел 3).

Согласно (2), (9) и (15), температура в градусах Кельвина определяется четвертой ковариантной компонентой 4-вектора температуры, а именно

$$T = -T_4 \quad (18)$$

или же через соответствующие контравариантные компоненты

$$T^i = \{T_1, T_2, T_3, -T_4\} \quad (19)$$

как

$$T = T^4. \quad (20)$$

Второе начало термодинамики утверждает далее, что в соотношении (14) для бесконечно малых необратимых процессов нужно заменить знак равенства на знак неравенства. В собственной системе \mathfrak{K}^0 это неравенство имеет вид

$$dS^0 > \frac{dQ^0}{T^0}, \quad (21)$$

где dQ^0 представляет собой количество тепла, приобретенного системой в течение процесса.

Для необратимых процессов, для которых условие (10) соблюдено, с учетом (2) и (11) можно написать

$$\frac{dQ}{T} = \frac{dQ^0}{T^0} \quad (22)$$

и, следовательно, также

$$dS = dS^0. \quad (23)$$

Что касается (21), то это неравенство может быть также записано в виде

$$dS > \frac{dQ}{T}. \quad (24)$$

Неравенство (24) справедливо, например, в случае «чистой» передачи тепла, о которой речь шла выше. Однако для необратимых процессов общего вида, когда полученное тепло преобразуется согласно (8), dQ/T вовсе не равно dQ^0/T^0 . Поэтому если мы хотим записать второе начало (21) через переменные системы \mathfrak{R} , следует в общем случае заменить выражение для полученного тепла dQ в (24) на величину dQ^* , для которой

$$\frac{dQ^*}{T} = \frac{dQ^0}{T^0}. \quad (25)$$

Очевидно, нам следует определить dQ^* так:

$$dQ^* \equiv \frac{dQ^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = dQ - \frac{(\mathbf{v} \cdot d\mathbf{P}^0)}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (26)$$

где принято во внимание (8). Таким образом, вообще говоря, следует делать различие между *полученной* тепловой энергией, определяемой по первому началу термодинамики в форме (3), и величиной dQ^* , которую — за неимением лучшей терминологии — можно назвать *поглощенным теплом*; именно эта величина входит во второе начало термодинамики в его наиболее общей форме. Лишь для тех процессов, для которых $\Delta \mathbf{P}^0 = 0$, поглощенное тепло dQ^* совпадает с полученным теплом dQ . Выражая ΔQ^0 через ΔQ (т. е. используя соотношение (8)), получим

$$\Delta Q^0 = \frac{\Delta Q - (\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{P})}{\sqrt{1-\beta^2}} = -V^i dQ_i. \quad (27)$$

Напишем выражение для поглощенного тепла в переменных системы \mathfrak{K} :

$$\Delta Q^* \equiv \frac{\Delta Q^0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\Delta Q - (\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{P})}{1-\beta^2} = - \frac{V^i \Delta Q_i}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (28)$$

Следовательно, в переменных произвольной инерциальной системы \mathfrak{K} второе начало термодинамики, в наиболее общем случае, можно записать в одной из следующих форм:

$$dS \geq \frac{dQ^*}{T} = \frac{dQ - \mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{P}}{(1-\beta^2)T} = \frac{V^i dQ_i}{T \sqrt{1-\beta^2}} \left(= \frac{dQ^0}{T^0} \right), \quad (29)$$

где равенство между первым и вторым членами можно брать только для обратимых процессов.

Можно также ввести 4-импульс *поглощенного* тепла dQ_i^* , определив его как

$$dQ_i^* \equiv \frac{dQ^0}{c^2} V_i = - V_i \frac{V^k dQ_k}{c^2}. \quad (30)$$

Эта величина представляет собой проекцию 4-импульса *полученного* тепла на направление 4-скорости вещества. Поэтому второй член (29) можно представить как отношение четвертых компонент 4-векторов dQ_i^* и T_i , умноженное на c , т. е.

$$dS \geq \frac{cdQ_4^*}{T_4} \left(= \frac{dQ^0}{T^0} \right). \quad (31)$$

4-импульс поглощенного тепла снова совпадает с 4-импульсом частицы, покоящейся в \mathfrak{K}^0 и обладающей собственной массой dQ^0/c^2 .

До сих пор рассматривались процессы, при которых скорость системы в начальном и конечном состояниях была одна и та же. Будем теперь *ускорять* систему (без передачи тепла) от скорости \mathbf{v}_1 до скорости \mathbf{v}_2 в определенной системе отсчета \mathfrak{K} . Если ускорение производится *адиабатически*, т. е. достаточно медленно и плавно и без изменения собственного объема V^0 сосуда, то процесс является обратимым. В этом случае можно предположить, что внутреннее состояние системы одно и то же в последовательности мгновенных систем отсчета покоя \mathfrak{K}^0 сосуда, другими словами, объем V^0 , давление p^0 и темпера-

тура T^0 относительно собственной системы \mathfrak{K} постоянны в течение процесса. То же самое справедливо для термодинамических функций S^0 и H^0 , а также для импульса G^0 , который всегда равен нулю в \mathfrak{K}^0 . Поскольку энтропия и давление представляют собой инварианты, p и S также должны оставаться постоянными при адиабатическом ускорении.

Если

$$\left. \begin{aligned} S^0 &= S^0(V^0, T^0), \\ p^0 &= p^0(V^0, T^0) \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

являются функциями, выражающими энтропию и давление в собственной системе через термодинамические переменные собственной системы V^0 и T^0 , мы можем в этом случае написать

$$V = V^0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad T = \frac{T^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (33)$$

Тогда в системе \mathfrak{K} получим выражения для энтропии и давления:

$$\left. \begin{aligned} S(V, T, v) &= S^0 \left(\frac{V}{\sqrt{1 - \beta^2}}, T \sqrt{1 - \beta^2} \right) \\ p(V, T, v) &= p^0 \left(\frac{V}{\sqrt{1 - \beta^2}}, T \sqrt{1 - \beta^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

выраженные через переменные V , T и v . Аналогично можно записать выражения для полной энергии и полного импульса в \mathfrak{K}

$$\left. \begin{aligned} H(V, T, v) &= \frac{H^0 \left(\frac{V}{\sqrt{1 - \beta^2}}, T \sqrt{1 - \beta^2} \right)}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \\ &\quad + \frac{\beta^2 p V}{1 - \beta^2}, \\ G(V, T, v) &= \\ &= \left[\frac{H^0(V/\sqrt{1 - \beta^2}, T \sqrt{1 - \beta^2})}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{pV}{c^2(1 - \beta^2)} \right] \mathbf{v}, \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

где $H^0 = H^0(V^0, T^0)$ представляет собой собственную энергию H^0 , выраженную как функция переменных V^0 и T^0 в собственной системе отсчета.

Если же ускорение жидкости от скорости v_1 до скорости v_2 производится энергично и беспорядочно, жидкость не будет находиться в покое, даже более или менее приближенно, относительно последовательности мгновенных систем отсчета покоя \mathfrak{K}^0 сосуда; импульсное движение жидкости в \mathfrak{K}^0 приведет в конечном счете к возрастанию как H^0 , так и S^0 . Таким образом, для необратимого ускорения (без передачи тепла) можно написать

$$\Delta S > 0. \quad (36)$$

Сопоставляя этот результат с выражениями (29) или (31), которые, как это было показано, сохраняют свою силу для любого процесса с постоянной скоростью v , мы обнаруживаем, что (29) и (31) должны быть справедливыми для более общих обратимых и необратимых процессов, в которых меняется также и скорость v .

Так как энтропия представляет собой аддитивную величину, из вышесказанного следует, что в точности так же, как в классической термодинамике, конечное состояние *изолированной* системы с необходимостью должно быть состоянием с максимальной энтропией, после чего дальнейшие изменения состояния уже невозможны. Используя хорошо известную аргументацию, можно из (29) прийти, в частности, к выводу о том, что движущиеся как целое две части тела A и B не могут находиться в тепловом равновесии, если температуры этих частей различны, т. е. требуется, чтобы $T_A = T_B$. Это следует из того, что при передаче тепловой энергии dQ от части A к части B путем чистой теплопроводности мы получаем из (29), так как в этом случае поглощенное и приобретенное тепло ничем не отличаются друг от друга, выражение для приращения энтропии двух частей порознь и всей системы

$$\begin{aligned} dS_A &\geq -\frac{dQ}{T_A}, & dS_B &\geq \frac{dQ}{T_B}, \\ dS &= dS_A + dS_B \geq dQ \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A} \right). \end{aligned} \quad (37)$$

Таким образом, если $T_A > T_B$, мы получим $dS > 0$, а это означает, что тепловая энергия необратимым обра-

зом переходит от A к B до тех пор, пока в конце концов обе части не приобретут при тепловом равновесии одинаковую температуру.

Применительно к небольшой системе с объемом $dV = dx^1 dx^2 dx^3$ второе начало в форме (29) может быть записано в хорошо известном виде, которым мы обязаны Толмену:

$$\frac{\partial S^i}{\partial x^i} dx^1 dx^2 dx^3 dx^4 \geq \frac{dQ^0}{T^0}, \quad (38)$$

где $dt = dx^4/c$ представляет собой время длительности процесса, а S^i — плотность 4-тока энтропии [8].

2. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ МАШИНЫ

Кроме термодинамических функций (34) и (35), мы можем уже теперь в произвольной системе отсчета \mathfrak{K} ввести различные виды свободной энергии и кинетического потенциала с помощью первого и второго начала, записанных в виде (3) и (14), установить связи между этими величинами и их производными в точности так же, как это делается в нерелятивистской термодинамике. В этой связи представляется целесообразным ввести в качестве вспомогательного параметра «планковскую температуру» $T_P = T^0 \sqrt{1 - \beta^2}$, так как интересующие нас соотношения, выраженные через этот параметр, выглядят проще, чем те же соотношения, записанные через «кельвиновскую температуру» $T = T^0 / \sqrt{1 - \beta^2}$, введенную Оттом. В некоторых работах, объединенных ссылкой [3], говорилось даже о том, что в связи с произволом при введении применяемых определений не существует вопроса о том, допустил ли Планк ошибку в своих рассуждениях: речь может идти только о различном употреблении слов. Однако это совсем не так, потому что данное Планком определение полученного системой тепла и температуры опирается на первое и второе начала термодинамики в форме (3) и (14). Различие между формулами преобразования Планка и Отта совершенно определено связано с ошибкой в вычислении работы внешних сил в том виде, как она вычислялась раньше.

Наиболее убедительным образом это обстоятельство можно продемонстрировать на примере «релятивистской тепловой машины», состоящей в конкретном случае из жидкости, заключенной в цилиндрический сосуд с поршнем, который поочередно находится в тепловом контакте с двумя тепловыми резервуарами A и B , движущимися с различными скоростями. Действие этой машины можно описывать, конечно, в любой инерциальной системе. Мы выберем такую систему \mathfrak{K} , в которой резервуар A все время находится в покое; скорость резервуара B в этой системе пусть будет v . Если температуры резервуаров в системе \mathfrak{K} равны T_A и T_B , то собственные температуры резервуаров будут

$$T_A = T_A^0, \quad T_B^0 = T_B \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (39)$$

Можно предположить, что резервуар выполнен в виде системы, позволяющей работать в двух режимах, в каждом из которых (в определенных пределах) можно извлекать (положительную или отрицательную) тепловую энергию от резервуара, не меняя температуры T_A и T_B . Будем считать, что жидкость в цилиндрическом сосуде проходит через следующий цикл, состоящий из 6 различных ступеней $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$; для определенности будем считать все процессы обратимыми.

- 1 \rightarrow 2. Цилиндр с жидкостью движется как целое с резервуаром B и находится в тепловом контакте с ним; за счет перемещения поршня жидкость совершает изотермическое расширение, в течение которого она приобретает тепловую энергию $\Delta Q_B = \Delta Q_B^0 / \sqrt{1 - \beta^2} > 0$ (стенки цилиндра предполагаются термически прозрачными).
- 2 \rightarrow 3. Жидкость адиабатически замедляется до состояния покоя в \mathfrak{K} . Ее объем в системе \mathfrak{K} увеличивается на множитель $1/\sqrt{1 - \beta^2}$, а температура уменьшается до значения T_B^0 .
- 3 \rightarrow 4. Если $T_B^0 \neq T_A^0$, жидкость адиабатически расширяется (или сжимается) так, чтобы температуры T_A и T_A^0 сравнялись, т. е. $T_A = T_A^0$.
- 4 \rightarrow 5. Жидкость приводится в тепловой контакт с резервуаром A и подвергается изотермическому сжатию, в процессе которого она приобретает опре-

деленное количество (отрицательной) тепловой энергии:

$$\Delta Q_A = \Delta Q_A^0 = -|\Delta Q_A|.$$

5 → 6. Жидкость адиабатически сжимается (или расширяется) таким образом, чтобы ее температура стала равной T_B^0 , причем так, что жидкость сохраняет свою нулевую скорость.

6 → 1. Жидкость адиабатически ускоряется до скорости v , причем предполагается, что сжатие на ступени 4 → 5 производилось так, чтобы привести жидкость в результате этого шага снова в исходное состояние. Нетрудно видеть, что это всегда можно осуществить.

Поскольку после завершения всего цикла жидкость оказывается снова в исходном состоянии, полное изменение ее импульса, энергии и энтропии равно нулю, т. е.

$$\Delta G_i = 0, \quad \Delta S = 0. \quad (40)$$

Тогда из (5) и (14) можно получить

$$\Delta J_i = -\Delta Q_i, \quad (41)$$

$$\frac{\Delta Q_A}{T_A} + \frac{\Delta Q_B}{T_B} = 0, \quad (42)$$

если учесть, что система получает тепло только на ступеньках 1 → 2 и 4 → 5.

Для компонент ΔQ_i в этом обратимом цикле мы имеем

$$\Delta P = \Delta P_A + \Delta P_B = \frac{\Delta Q_B}{c^2} v = \frac{\Delta Q_B^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} v, \quad (43)$$

$$\Delta Q = \Delta Q_A + \Delta Q_B. \quad (44)$$

Из (41), для $i = 1, 2, 3$, (6) и (43) можно получить выражение для полного импульса сил, действующих на жидкость в течение цикла:

$$\Delta J = -\frac{\Delta Q_B}{c^2} v = -\frac{\Delta Q_B^0}{c^2 \sqrt{1 - \beta^2}} v. \quad (45)$$

Значительно более интересна четвертая компонента из (41), которая совместно с (6), (44) и (42) приводит к

следующим выражениям для работы, производимой тепловой машиной за один цикл:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= -\Delta\mathcal{A} = \Delta Q_A + \Delta Q_B = \Delta Q_B \left(1 - \frac{T_A}{T_B}\right) = \\ &= \Delta Q_B \frac{T_B - T_A}{T_B}. \end{aligned} \quad (46)$$

Так как для рассматриваемого цикла $\Delta Q_B > 0$, работа \mathcal{A} положительна, если $T_B > T_A$.

Полученная работа в принципе может быть использована для практических целей в системе \mathfrak{K} . В других инерциальных системах величина работы, которую можно получить от тепловой машины и пустить в дело, конечно, будет иной, потому что механическая работа не является релятивистским инвариантом. В некоторых системах она может оказаться даже отрицательной. Работу \mathcal{A} , которую можно использовать практически, мы перепишем через собственные температуры резервуаров A и B и через собственное количество переданного тепла, используя (12) и (39):

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \Delta Q_B \frac{T_B^0 - T_A^0 \sqrt{1 - \beta^2}}{T_B^0} = \\ &= \Delta Q_B^0 \frac{(T_B^0 / \sqrt{1 - \beta^2}) - T_A^0}{T_B^0}. \end{aligned} \quad (47)$$

Выражение (47) следует сравнить с классическим выражением для работы, получаемой в цикле Карно:

$$\mathcal{A}_c = \Delta Q_B^0 \frac{T_B^0 - T_A^0}{T_B^0}, \quad (48)$$

которое пригодно в том случае, когда оба резервуара покоятся в \mathfrak{K} .

Если подсчитать ту же величину на основе планковского формализма, то становится очевидным, что разница между формулировками Отта и Планка обусловлена отнюдь не различным употреблением слов. Совершенно ясно, что формула (46) может быть получена и на основе формулировки Планка, так как она является непосредственным следствием первого и второго начала термодинамики в виде (3) и (14). Однако в том случае, когда используется формулировка Планка для тепловой энергии и

температуры, для полезной работы в системе \mathfrak{K} мы приходим к формуле

$$A_P = \Delta Q_B^0 \frac{T_B^0 \sqrt{1 - \beta^2} - T_A^0}{T_B^0}, \quad (49)$$

которая существенно отличается от (47). Для заданных значений собственных величин ΔQ_B^0 , $T_A^0 < T_B^0$ работа A_P в (49) меньше, чем работа A в (47), а для достаточно больших значений β может стать даже отрицательной. Как это было уже упомянуто выше, различие между выражениями (49) и (47) для одной и той же физической величины происходит из ошибки, допущенной в ранних расчетах при подсчете механической работы. Еще одно подтверждение этому можно найти в следующем рассуждении.

Сопоставляя (47) и (48), можно обнаружить, что релятивистская тепловая машина при заданных значениях ΔQ_B^0 , T_A^0 и T_B^0 очевидным образом имеет больший коэффициент полезного действия, чем классическая машина Карно. С возрастанием скорости v , т. е. при $\beta \rightarrow 1$, мы, очевидно, получим коэффициент полезного действия релятивистской машины, равный единице. С первого взгляда этот результат представляется удивительным, однако его нетрудно понять, если учесть ту работу, которую необходимо совершить, чтобы превратить тепловую машину Карно в релятивистскую тепловую машину, которую мы использовали в наших рассуждениях. Если собственная масса резервуара B перед началом процесса равна $M_B^0 = = H_B^0/c^2$, работа, необходимая для того, чтобы адиабатически перейти от нулевой скорости машины Карно к скорости v релятивистской тепловой машины, равна $M_B^0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$.

(Необходимо только помнить, что энергия и полный импульс свободной системы, такой, как резервуар B , в точности совпадают с энергией и импульсом частицы с такой же собственной массой.) Часть этой работы может быть получена обратно адиабатическим замедлением резервуара B до нулевой скорости, после того как этот резервуар был использован в релятивистском цикле. Однако при обратном переходе собственная масса резервуара B меньше, чем при прямом переходе, на величину $\Delta Q_B^0 / c^2$, соответствующую собственной энергии ΔQ_B^0 , которая была

передана жидкости в релятивистском цикле. Таким образом, работа, которую можно вернуть обратно, равна

$$(M_B^0 c^2 - \Delta Q_B^0) \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right).$$

Полная работа, которая может быть совершена в течение ускорения и замедления резервуара B , поэтому равна

$$(\Delta A)_B = \Delta Q_B^0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right). \quad (50)$$

До и после всех этих манипуляций оба резервуара находятся в одних и тех же состояниях, точно так же, как до и после цикла Карно. Поэтому, если мы вычтем работу $(\Delta A)_B$, определенную по (50), из работы \mathcal{A} , определяемой по (47), мы должны получить работу \mathcal{A}_c (48), соответствующую полезной работе, получаемой в цикле Карно. Легко видеть, что это так и есть. Действительно,

$$\begin{aligned} \mathcal{A} - (\Delta A)_B &= \Delta Q_B^0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{T_A^0}{T_B^0} \right) - \\ &- \Delta Q_B^0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) = \Delta Q_B^0 \left(1 - \frac{T_A^0}{T_B^0} \right) = \mathcal{A}_c. \end{aligned} \quad (51)$$

Сразу видно, что выражение \mathcal{A}_P из (48) не удовлетворяет этому условию, из чего становится очевидным, что формулировка Планка является неудовлетворительной. Аналогичные рассуждения, касающиеся импульса, который необходимо сообщить резервуару B в течение ускорения и последующего замедления, показывают, что выражение (45) согласуется с тем фактом, что полный механический импульс, связанный с циклом Карно, равен нулю.

Следует отметить, что часть работы (47), получаемой от релятивистской тепловой машины, связана с потерей резервуаром B кинетической энергии во время процесса. Собственная масса резервуара B уменьшается на величину $\Delta Q_B^0/c^2$, а потеря кинетической энергии B в системе \mathfrak{K} определяется по формуле

$$\Delta_B E^{\text{кин}} = \Delta Q_B^0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right). \quad (52)$$

Если вычесть эту величину из \mathcal{A} , мы получим в результате работу \mathcal{A}_c , т. е.

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_c + \Delta_B E^{\text{кин}}. \quad (53)$$

Это обстоятельство объясняет тот факт, что \mathcal{A} не равно нулю даже в том случае, когда собственные температуры T_A^0 и T_B^0 равны и, следовательно, $\Delta Q_A^0 = -\Delta Q_B^0$ и $\mathcal{A}_c = 0$. Можно сказать, что полезная работа релятивистской тепловой машины скорее определяется величиной $\mathcal{A} - \Delta_B E^{\text{кин}} = \mathcal{A}_c$, чем величиной \mathcal{A} . С другой стороны, следует отметить, что изменение кинетической энергии резервуара B не связано с изменением его скорости, а всецело обязано передаче тепловой энергии от B тепловой машине, а это путем характерного релятивистского эффекта ведет к возрастанию полезной работы в системе \mathfrak{K} .

3. ТЕРМОДИНАМИКА

В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В предшествующих разделах мы рассматривали законы термодинамики в рамках специальной теории относительности, т. е. в произвольной инерциальной системе, в которой не было гравитационных полей. Теперь мы переходим к произвольно ускоряемым системам отсчета, причем будем вводить уже и гравитационное поле. В этом случае необходимо вводить обобщенные криволинейные координаты x^i в четырехмерном пространственно-временном континууме. Если пренебречь гравитационным полем, создаваемым самой термодинамической системой, 4-пространство в некоторых специальных случаях можно рассматривать как плоское; тогда гравитационное поле в нашей системе отсчета будет полем неперманентного типа. Однако в присутствии перманентного гравитационного поля 4-пространство представляет собой искривленное риманово пространство. Во всех случаях элемент длины записывается в виде

$$ds^2 = g_{ik}(x^i) dx^i dx^k, \quad (54)$$

причем величины g_{ik} играют двойную роль — описывают метрику в 4-пространстве и гравитационное поле в той системе отсчета, которой соответствуют координаты x^i .

Обобщение физических законов от их вида в специальной теории относительности к виду, пригодному для общей теории относительности, всегда можно произвести классическим приемом Эйнштейна, основанном на общем принципе относительности. Согласно этому принципу, любое фундаментальное соотношение между наблюдаемыми физическими величинами должно иметь одинаковый вид во всех системах пространственно-временных координат, причем характерной чертой этих соотношений должно быть то, что в них существенным образом входят величины $g_{ik}(x^i)$. Так как g_{ik} имеют постоянные значения во всех инерциальных системах с лоренцовыми координатами, специальный принцип относительности представляет собой частный случай общего принципа относительности. Что касается общего принципа относительности, то [его можно рассматривать также как сочетание принципа ковариантности с (жестким) принципом эквивалентности.

Как мы убедились, формулировка Отта для термодинамики специальной теории относительности (кроме того, что она правильна) имеет то преимущество перед старой формулировкой, что она непосредственно позволяет перейти к общековариантной форме основных уравнений. В старой теории Толмен исходил в своих исследованиях по термодинамике в общей теории относительности из общековариантной формы уравнения (38). Однако вполне возможно обобщить все термодинамические уравнения и обозначения раздела 1 в соответствии с общим принципом относительности так, что мы сможем получить основные результаты Толмена, касающиеся вариаций собственной температуры в состоянии теплового равновесия, значительно проще.

Для простоты в качестве рассматриваемой системы возьмем снова жидкость, но теперь уже находящуюся в произвольном движении относительно произвольной системы отсчета, координаты в которой обозначены через x^i . Обозначим через U^i компоненты 4-скорости вещества и рассмотрим бесконечно малый термодинамический процесс в веществе в бесконечно малой области $dx^1 dx^2 dx^3 dx^4$ около определенного события (x^i) в пространстве-времени. Согласно принципу эквивалентности, все соотношения специальной теории относительности, приведенные в разделе 1, остаются справедливыми в любой локальной инерциальной системе для рассматриваемой пространственно-

временной точки (события). Чтобы различать физические величины, отнесенные к локальной инерциальной системе, мы будем ставить над этими величинами кружки, например $\overset{\circ}{\beta}$. Таким образом, температура в этой системе обозначается T , а «собственная» температура $\overset{\circ}{T}^0$ определяется как температура в (локальной) собственной инерциальной системе для вещества в рассматриваемой точке. Связь между этими величинами дается выражениями типа (2):

$$\overset{\circ}{T} = \frac{\overset{\circ}{T}^0}{\sqrt{1 - \overset{\circ}{\beta}^2}}, \quad \overset{\circ}{\beta} = \frac{\overset{\circ}{v}}{c}, \quad (55)$$

где $\overset{\circ}{v}$ — относительная скорость двух локально инерциальных систем.

Для ковариантных компонент 4-вектора температуры в произвольной системе координат x^i по аналогии с (15) можно написать

$$T_i = \frac{\overset{\circ}{T}^0}{c} U_i, \quad (56)$$

где

$$U_i = g_{ik} U^k \quad (57)$$

представляют собой ковариантные компоненты 4-скорости вещества. 4-импульс получаемого тепла представляет собой 4-вектор с ковариантными компонентами dQ_i , которые связаны с компонентами $d\overset{\circ}{Q}_i^0$ в собственной локально инерциальной системе правилами преобразования ковариантных векторов. Если в этой системе отсчета пространственные компоненты равны нулю, т. е. для

$$d\overset{\circ}{Q}_i^0 = 0 \quad (i=1, 2, 3), \quad (58)$$

то из того, что (10) и (11) в локально инерциальной системе остаются справедливыми, для dQ_i следует выражение

$$dQ_i = \frac{d\overset{\circ}{Q}^0}{c^2} U_i, \quad (59)$$

где $d\overset{\circ}{Q}^0$ — получаемое тепло в локально инерциальной собственной системе. Как уже отмечалось в разделе 1, этот случай имеет место при любом обратимом процессе,

а также при процессе, где происходит чистая передача тепла.

Так как отношение четвертых компонент векторов (56) и (59) определяет инвариант, выражение специальной теории относительности (17) остается справедливым в любой системе пространственно-временных координат, т. е.

$$dS = \frac{cdQ_4^{\text{обп}}}{T_4} \left(\equiv \frac{d\overset{\circ}{Q}^0}{\overset{\circ}{T}^0} = d\overset{\circ}{S}^0 \right), \quad (60)$$

в соответствии с предположением о том, что энтропия небольшого тела в общем случае представляет собой релятивистский инвариант.

Собственная температура $\overset{\circ}{T}^0$ — это температура, которую следует приписать небольшому количеству вещества, если бы оно находилось в покое в инерциальной системе отсчета. В общей теории относительности, как правило, и, безусловно, с полным основанием, ограничиваются тем, что используют один-единственный параметр в качестве меры температуры вещества в интересующей нас точке. Вместе с тем, подобно тому как в специальной теории относительности, где телу приписываются различные температуры в различных инерциальных системах, весьма поучительно, в полном соответствии с общим принципом относительности, установить смысл термодинамических понятий в произвольной системе координат. Но как же следует определять температуру в произвольной координатной системе x^i ?

В специальной теории относительности T определялась вполне равноправными соотношениями (18) и (20), но в произвольной системе координат x^i налицо существенное различие между ковариантной компонентой 4-вектора температуры T_4 и его ковариантной компонентой $T^4 = = g^{4k}T_k$. Поэтому встает вопрос о том, какое из уравнений (18) и (20) следует выбрать, чтобы определить T в произвольной системе координат. Мы получим ответ на этот вопрос, если потребуем, чтобы соотношение (60) было тождественно выражению, соответствующему (14), т. е. соотношению

$$dS = \frac{dQ^{\text{обп}}}{T}, \quad (61)$$

где T — температура, а $dQ^{\text{обp}}$ — энергия обратимо переданного системе тепла в (перманентном или неперманентном) гравитационном поле, существующем в системе x^i . Как это подчеркивалось раньше, 4-импульс переданного системе тепла при обратимом процессе совпадает с 4-импульсом частицы с собственной массой $d\dot{Q}^0/c^2$, обладающей 4-скоростью U_i ; однако известно [9], что энергия свободной частицы в гравитационном поле совпадает с четвертой ковариантной компонентой 4-импульса, умноженной на $-c$. Следовательно,

$$dQ^{\text{обp}} = -cdQ_4^{\text{обp}}, \quad (62)$$

и согласно (60) — (62) и (56) мы приходим к выражению для температуры в произвольной системе x^i :

$$T = -T_4 = -\dot{T}^0 U_4/c. \quad (63)$$

Легко видеть, что эта величина остается положительной во всех физически допустимых системах координат.

Для необратимых процессов общего типа, для которых условие (58) уже не выполняется, следует ввести также 4-импульс поглощенного тепла dQ_i^* , определенный следующим образом:

$$dQ_i^* = \frac{d\dot{Q}^0}{c^2} U_i = -U_i \frac{U^k dQ_k}{c^2} \quad (64)$$

по аналогии с (30). Этот вектор оказывается тождественным с 4-вектором импульса частицы с собственной массой $d\dot{Q}^0/c^2$, обладающей 4-скоростью U_i ; это означает, что

$$dQ^* \equiv -cdQ_4^* \quad (65)$$

представляет собой энергию поглощаемого тепла в гравитационном поле. Таким образом, в наиболее общем случае второе начало термодинамики может быть выражено в виде, соответствующем (29) и (31), т. е.

$$dS \geq \frac{dQ_4^*}{T_4} = \frac{dQ^*}{T} \left(= \frac{d\dot{Q}^0}{T^0} \right), \quad (66)$$

где равенство между первым и вторым членами имеет место для обратимых процессов. Для тех процессов, для кото-

рых справедливо (58), соотношение (66) упрощается

$$dS \geq \frac{cdQ_4}{T_4} = \frac{dQ}{T}. \quad (67)$$

Примером такого процесса может служить чистая передача тепла.

Температура T , определяемая через U_4 согласно (63), вообще говоря, является довольно сложной функцией скоростей вещества и гравитационных потенциалов [10]. В предельном случае исчезающе малых гравитационных полей (63) сводится к формуле Отта (2), полученной в специальной теории относительности. Формула (63) значительно упрощается, если воспользоваться возможностью, которая всегда открыта в общей теории относительности, — ввести систему отсчета, движущуюся с веществом, — «сопутствующую систему». В любой системе координат, сопутствующей веществу, контравариантные компоненты 4-скорости вещества имеют вид

$$U^i = \{0, 0, 0, c/\sqrt{-g_{44}}\} \quad (68)$$

в соответствии с общим соотношением

$$g_{ik}U^iU^k = -c^2. \quad (69)$$

Следовательно,

$$U_4 = g_{4k}U^k = g_{44}U^4 = -c\sqrt{-g_{44}}, \quad (70)$$

и, согласно (63), мы получаем для температуры T в сопутствующей системе координат простую формулу:

$$T = \hat{T}^0 \sqrt{-g_{44}} = \hat{T}^0 \sqrt{1 + 2\chi/c^2}, \quad (71)$$

где χ — скалярный гравитационный потенциал.

Вообще говоря, компоненты метрического тензора в сопутствующей системе координат будут функциями всех четырех координат. Однако, если вещество находится в термодинамически равновесном состоянии, сопутствующую систему координат можно выбрать так, что $g_{ik}(x^i)$ не зависят от временной переменной x^4 (по определению!). Тогда из (67) вытекает, на основе точно таких же рассуждений, как и в конце раздела 1, что температура T в этой системе координат должна быть одной и той же для всех

элементов вещества. Если бы оказалось, что температура T_A в точке A была больше температуры T_B в точке B , начался бы переход тепла от A к B , связанный с увеличением энтропии ($dS > 0$) всей системы. dS будет равно нулю лишь в том случае, если $T_A = T_B$, что соответствует максимуму энтропии.

Таким образом, условием теплового равновесия будет

$$\dot{T}^0 \sqrt{-g_{44}} = \dot{T}^0 \sqrt{1 + 2\chi/c^2} = \text{const} \quad (72)$$

по всему веществу. Именно этот результат и был получен Толменом после довольно длинных рассуждений [11].

Чтобы почувствовать справедливость доказательства соотношения (72), приведенного выше, следует вспомнить, что частица, находящаяся в покое в стационарном гравитационном поле χ , обладает энергией

$$H = \dot{m}_0 c^2 \sqrt{1 + 2\chi/c^2} = \dot{m}_0 c^2 \sqrt{-g_{44}}, \quad (73)$$

где \dot{m}_0 — собственная масса частицы. Следовательно, две такие частицы, находящиеся в точках с различным χ , могут обладать одинаковой энергией в гравитационном поле лишь в том случае, если их собственные массы различны. Точно так же, количество тепловой энергии $dQ = d\dot{Q}^0 \sqrt{1 + 2\chi/c^2}$, переданной от A к B , в гравитационном поле обладает различной *собственной* тепловой энергией $d\dot{Q}^0$ в точках A и B ; действительно,

$$d\dot{Q}_A^0 \sqrt{1 + 2\chi_A/c^2} = d\dot{Q}_B^0 \sqrt{1 + 2\chi_B/c^2}. \quad (74)$$

Используя собственные значения, условие теплового равновесия $dS=0$ можно поэтому переписать также и так:

$$\frac{d\dot{Q}_A^0}{\dot{T}_A^0} = \frac{d\dot{Q}_B^0}{\dot{T}_B^0}, \quad (75)$$

откуда, согласно (74), можно снова прийти к условию (72), т. е.

$$\dot{T}_A^0 \sqrt{1 + 2\chi_A/c^2} = \dot{T}_B^0 \sqrt{1 + 2\chi_B/c^2}. \quad (76)$$

В заключение следует отметить, что Эйнштейн в своих первых рассуждениях о природе гравитационного поля был вынужден различать величину, названную им

«истинной температурой» (*wahre temperatur*), которая постоянна при тепловом равновесии по всей системе, и другую величину, которую Эренфест назвал «карманной температурой» (*taschen temperatur*), которая меняется на протяжении системы в зависимости от гравитационного потенциала. Эти старые рассуждения имеют лишь ограниченную применимость, так как они развивались в период, предшествующий завершению общей теории относительности. Приведенные нами формулы (71) и (63) можно рассматривать как обобщение ранних идей Эйнштейна. Величины T и \dot{T}^0 в этих выражениях соответствуют «истинной температуре» и «карманной температуре».

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Planck*. Berl. Ber., 1907, p. 542; *Ann. d. Phys.*, 1908, **76**, 1; *F. Hasenohrl*. Wien. Ber., 1907, **116**, 1391; *A. Einstein*. *Jahrb. f. Rad. und El.*, 1907, **4**, 411; Собр. соч., т. I, стр. 65. Изд-во «Наука», 1966.
2. *H. Ott*. *Zt. f. Phys.*, 1963, **175**, 70.
3. *H. Arzelies*. *Nuovo Cimento*, 1965, **35**, 792; *R. Penney*. *Nuovo Cimento*, 1966, **43A**, 911; *T. W. B. Kibble*. *Nuovo Cimento*, 1966, **41B**, 72, 83, 84; *A. Gamba*. *Nuovo Cimento*, 1965, **37**, 1792; 1966, **41B**, 72; *H. Arzelies*. *Nuovo Cimento*, 1966, **41B**, 81; *F. Rohrich*. *Nuovo Cimento*, 1966, **45B**, 76; *L. de Broglie*. *Compt. Rend.*, 1966, **262**, 1235; *A. Starnszkiewicz*. *Act. Phys. Pol.*, 1966, **29**, 249; *L. A. Schmid*. *Nuovo Cimento*, 1967, **47B**, 1.
4. *X. Мёллер*. См. настоящий сб., стр. 11.
5. *I. Brevik*. *Mat. Fys. Medd., Dan. Vid. Selskab*, 1967, **36**, N 3.
6. См., например, *C. Møller*. *The Theory of Relativity*, гл. IV, ур. (29).
7. Первая работа *Arzelies*, приведенная в ссылке 3.
8. См., например, *C. R. Tolman*. *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, гл. V, § 71 или: *C. Møller*. *The Theory of Relativity*, гл. VII, § 79.
9. См. *C. Møller*. *The Theory of Relativity*, гл. X, § 111.
10. См. *C. Møller*. *The Theory of Relativity*, гл. X, § 109, ур. (4).
11. *C. R. Tolman*. *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, гл. IX, § 127—129.

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Хотя обычно говорят, что статья Эйнштейна К «электродинамике движущихся тел» [1] почти полностью перекрывает содержание специальной теории относительности, это не совсем точно. В этой статье действительно изложены релятивистские представления о пространстве и времени, написаны уравнения механики, ковариантные по отношению к преобразованиям Лоренца, доказана ковариантность уравнений Максвелла относительно тех же преобразований. Однако первый постулат Эйнштейна предполагает равноправие инерциальных систем по отношению ко всем физическим явлениям. В статье Эйнштейна не рассматривались тепловые явления и, в частности, не упоминалось об основных законах, описывающих тепловые явления, — первом и втором началах термодинамики. Естественно, что этот пробел не остался незамеченным, и вскоре после статьи [1] появились статьи Планка [2] и Хазенорля [3], в которых основные соотношения макроскопической термодинамики рассматривались с точки зрения постулата относительности. В обзорной статье [4], посвященной специальной теории относительности, Эйнштейн соглашается с Планком и Хазенорлем. Результаты этих двух авторов очень просты. Энтропия равновесной системы, как и давление в этой системе, оказываются инвариантами преобразования Лоренца; первое начало термодинамики сохраняет свой вид во всех инерциальных системах отсчета. Точно так же сохраняет свой вид приращение энтропии. С другой стороны, выяснилось, что некоторые другие термодинамические величины оказались относительными: при переходе от одной инерциальной системы к другой количество тепла ΔQ , сообщенного системе, и температура T системы оказываются различ-

ными. Если в системе отсчета \mathfrak{K}^0 , сопутствующей термодинамической системе, температура в равновесном состоянии равна T^0 , а при некотором обратимом процессе система получила тепло ΔQ^0 , то в системе \mathfrak{K} , движущейся относительно системы \mathfrak{K}^0 со скоростью v , мы получим, согласно Планку и Хазенорлю,

$$\Delta Q = \Delta Q^0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad T = T^0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (1)$$

Для краткости формулы и преобразования (1) мы будем называть формулами преобразования Планка.

Согласно этим формулам, температура термодинамической системы в системе отсчета, относительно которой она движется, всегда меньше, чем в той системе отсчета, где она покоится.

Следует подчеркнуть, что практически редко требуется преобразование температуры для движущегося наблюдателя. Понятие температуры подразумевает собственную температуру (т. е. температуру в сопутствующей системе отсчета), и движение наблюдателя в рассмотрение не входит. В практике используются измерительные приборы, по отношению к которым вещество, температура которого измеряется, в среднем находится в покое. Показания движущегося (а в особенности быстро движущегося) термометра особого смысла не имеют.

Таким образом, формулы (1) имеют скорее принципиальное, чем практическое значение. С момента появления работы Планка прошло пятьдесят лет, и в 1963 г. появилась, по-видимому, первая работа Отта [5], в которой было высказано сомнение в правильности результата (1). Вслед за этой работой появились еще работы, обсуждавшие эту проблему [6, 10], причем все они подтверждали результат работы Отта [15], который записывается в тех же самых обозначениях так.

$$\Delta Q = \frac{\Delta Q^0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad T = \frac{T^0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2)$$

и отличается от результата Планка величиной $\frac{1}{1 - v^2/c^2}$.

В публикуемых в настоящем сборнике двух статьях Мёллера показывается, почему возникло расхождение

в результатах, полученных двумя группами авторов. С принципиальной точки зрения правильное решение вопроса о преобразовании термодинамических величин имеет несомненно существенное значение. С другой стороны, различие в выводах Планка и Мёллера очень поучительно. О нем очень ясно и подробно рассказано в статьях Мёллера. В этой статье мы остановимся на том, как был получен результат Планка.

Общепринятый вывод формул (1) для ΔQ и T изложен, например, в известной статье Паули 1921 г. [11]. Сформулируем прежде всего задачу. Вся обычная (классическая) термодинамика, естественно, относится к той системе отсчета, в которой рассматриваемая термодинамическая система (тело) неподвижна. Другими словами, классическая термодинамика заранее предполагает сопутствующую систему отсчета (такая система будет обозначаться \mathfrak{K}^0). Однако, согласно принципу относительности Эйнштейна, любые процессы, происходящие с данной термодинамической системой, с равным правом можно рассматривать и с точки зрения любой другой инерциальной системы (такую систему мы будем обозначать через \mathfrak{K}). Таким образом, речь идет просто об изменении положения наблюдателя. Прежде всего ясно, что переход от одной инерциальной системы к другой не может изменить полную энтропию системы

$$S = S^0. \quad (3)$$

Этот результат можно обосновать двумя способами. Чем отличается заданная термодинамическая система с точки зрения систем \mathfrak{K} и \mathfrak{K}^0 ? В \mathfrak{K}^0 она неподвижна, в \mathfrak{K} — движется с постоянной скоростью v . В той же самой системе \mathfrak{K}^0 можно перейти к движущейся термодинамической системе адиабатическим путем (т. е. путем бесконечно малого ускорения без теплообмена). Но при таком переходе внутреннее состояние системы не может измениться и, следовательно, энтропия системы по отношению к \mathfrak{K}^0 будет одинаковой как в состоянии покоя, так и в состоянии движения. С другой стороны, когда термодинамическая система находится в движении, она находится по отношению к \mathfrak{K}^0 в точности в том же самом положении, в котором находилась до начала движения по отношению к \mathfrak{K} . Следовательно, энтропия данной системы по

отношению к \mathfrak{K} и \mathfrak{K}^0 одинакова. Этот результат и содержится в равенстве (3).

Если выйти за пределы макроскопической термодинамики, то полученный результат следует из статистического определения энтропии: энтропия определяется вероятностью статистического состояния системы и не зависит от движения системы. Итак, энтропия — инвариант преобразований Лоренца.

Перейдем теперь к основным законам термодинамики — первому и второму началу. Согласно первому началу, полная энергия E^0 системы (тела) в системе отсчета \mathfrak{K}^0 является однозначной функцией термодинамического состояния тела. Если система (тело) участвует в процессе, вызывающем изменение состояния системы, изменение энергии ΔE^0 определяется выражением

$$\Delta E^0 = \Delta Q^0 + \Delta A^0, \quad (4)$$

где ΔQ^0 — количество тепла, переданное системе в течение процесса, а ΔA^0 — механическая работа, совершенная над системой со стороны окружающих ее тел. Предполагается, что все величины, входящие в (4), измеряются в системе \mathfrak{K}^0 . Первое начало представляет собой закон сохранения энергии и нет никаких оснований изменять его вид при переходе от одной инерциальной системы к другой; так что в любой системе \mathfrak{K} можно записать так же, как и в \mathfrak{K}^0 ,

$$\Delta E = \Delta Q + \Delta A, \quad (5)$$

где все величины относятся уже к системе \mathfrak{K} . Заметим сразу, что переход от (4) к (5) или обратно в значительной мере уже задан, потому что формулы преобразования ΔE и ΔA следуют из релятивистской механики сплошных сред.

Согласно второму началу термодинамики энтропия, так же как и полная энергия системы, является однозначной функцией термодинамического состояния системы. Изменение энтропии системы при бесконечно малом изменении ее состояния в \mathfrak{K}^0 по определению равно

$$dS^0 = \frac{\Delta Q_{\text{обр}}^0}{T^0} = \frac{\Delta E^0 - \Delta A_{\text{обр}}^0}{T^0}; \quad (6)$$

здесь $\Delta Q_{\text{обр}}^0$ и $\Delta A_{\text{обр}}^0$ обозначают количество тепла, сообщенное системе, и совершенную работу при обратимом процессе, с которым связано изменение состояния системы; T^0 — температура системы в градусах Кельвина. Мы сохраняем определение (6) во всех инерциальных системах, так что в любой системе \mathfrak{K} будет также

$$dS = \frac{\Delta Q_{\text{обр}}}{T} = \frac{\Delta E - \Delta A_{\text{обр}}}{T}. \quad (7)$$

Из условия постоянства энтропии (3) следует $dS = dS^0$, так что

$$\frac{\Delta Q_{\text{обр}}}{T} = \frac{\Delta Q_{\text{обр}}^0}{T^0} = \text{Inv}. \quad (8)$$

Таким образом, отношение количества тепла, полученного системой при обратимом процессе, к температуре, при которой происходит этот обратимый процесс, является инвариантом преобразования Лоренца. Из соотношения (8) следует, что ΔQ и T должны изменяться при преобразованиях Лоренца по одинаковому закону. Этот закон мы и должны установить.

Рассмотрим конкретную термодинамическую систему — газ в цилиндрическом сосуде переменного объема. Ось цилиндра направим по оси x^0 ; пусть левая неподвижная крышка совпадает с плоскостью (y^0, z^0) , т. е. $x^0 = 0$, а правой крышкой будет поршень, который при надобности может перемещаться. Цилиндр покоится в \mathfrak{K}^0 , а относительно \mathfrak{K} движется со скоростью v . Относительная скорость систем \mathfrak{K} и \mathfrak{K}^0 направлена по общей оси xx^0 .

Нам нужно знать выражение для энергии и импульса газа, находящегося в равновесии. Если известны выражения для энергии и импульса газа в системе \mathfrak{K}^0 , то можно найти энергию и импульс в системе отсчета \mathfrak{K} , при условии, что известен закон преобразования этих величин при переходе от одной инерциальной системы к другой. Другими словами, нужно знать, какой характер имеют эти величины с математической точки зрения. Известно, однако, что энергия и импульс являются компонентами тензора энергии-импульса [12]. Выпишем элементы этого тензора в сопутствующей газу системе отсчета \mathfrak{K}^0 для

элемента объема газа:

$$T_{ik}^0 = \begin{pmatrix} p^0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p^0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p^0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\varepsilon^0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь приняты следующие обозначения: p^0 — давление, ε^0 — плотность энергии в элементе объема. Из тензора (9) с помощью преобразований Лоренца для компонент тензора T_{ik}^0 получаются компоненты этого тензора в произвольной системе \mathfrak{K} . Нам понадобятся лишь две компоненты: компонента $-T_{44}$, представляющая собой плотность энергии в элементе объема, и три величины $-\frac{i}{c} T_{14}$, $-\frac{i}{c} T_{24}$, $-\frac{i}{c} T_{34}$, которые дают компоненты плотности импульса в том же элементе объема. Согласно преобразованиям Лоренца,

$$\varepsilon = \Gamma^2 (\varepsilon^0 + p^0 B^2), \quad (10)$$

$$\mathbf{g} = \Gamma^2 \frac{\mathbf{v}}{c} (p^0 + \varepsilon^0) = \frac{\varepsilon + p}{c^2} \mathbf{v}. \quad (11)$$

В этих формулах уже принято во внимание, что $p = p^0$, т. е. что давление представляет собой инвариант преобразований Лоренца. Кроме того, введено обычное релятивистское обозначение

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - B^2}}, \quad B = \frac{v}{c}. \quad (12)$$

Вообще говоря, в случае произвольного движения жидкости для каждого элемента объема газа сопутствующая система отсчета своя как по величине, так и по направлению скорости. Но в рассматриваемом случае движения газа в цилиндре газ движется как целое, и величины (10) и (11) во всех точках газа одинаковы. Поэтому переход к полной энергии и полному импульсу газа получается простым умножением (10) и (11) на объем \mathfrak{V} , занимаемый газом. При этом нужно учесть, что

$$\mathfrak{V} = \mathfrak{V}^0 / \Gamma. \quad (13)$$

Таким образом, полная энергия газа равна

$$\begin{aligned} E &= \varepsilon \mathfrak{B} = \Gamma^2 \left(\varepsilon^0 \frac{\mathfrak{B}^0}{\Gamma} + p^0 \frac{\mathfrak{B}^0}{\Gamma} B^2 \right) = \\ &= \Gamma (E^0 + B^2 p^0 \mathfrak{B}^0), \end{aligned} \quad (14)$$

а полный импульс

$$\mathbf{G} = \mathbf{g} \mathfrak{B} = \Gamma^2 \frac{\mathbf{v}}{c^2} \left(p^0 \frac{\mathfrak{B}^0}{\Gamma} + \varepsilon^0 \frac{\mathfrak{B}^0}{\Gamma} \right) = \Gamma \frac{\mathbf{v}}{c^2} (E^0 + p^0 \mathfrak{B}^0), \quad (15)$$

где

$$E^0 = \varepsilon^0 \mathfrak{B}^0.$$

В отличие от импульса и энергии материальной точки, величины $(\mathbf{G}, \frac{1}{c} E)$, как это видно из формул их преобразования (15) и (14), не образуют 4-вектора. Это обстоятельство связано с тем, что рассматриваемая система не является замкнутой. На границе системы действуют внешние силы (давление со стороны стенок). Однако, если до начала и после окончания процесса система была замкнутой, \mathbf{G} и $\frac{i}{c} E$ образуют 4-вектор. Последний случай не соответствует, однако, типичным схемам, используемым в термодинамике. С формальной точки зрения для того, чтобы $(\mathbf{G}, \frac{i}{c} E)$ составляли 4-вектор, необходимо обращение тензора T_{ik} в нуль на границе рассматриваемого объема.

Теперь уже легко получить формулы преобразования для ΔQ . В системе \mathfrak{K}^0 работа, совершаемая системой (газом), определяется соотношением

$$\Delta A^0 = - p^0 \mathfrak{B}^0, \quad (16)$$

потому что в этой системе отсчета никакого движения нет (кроме бесконечно медленного расширения), и вся работа связана только с изменением объема.

В системе \mathfrak{K} скорость движения системы равна \mathbf{v} , и работа, совершаемая системой за счет этого движения, может быть определена из закона Ньютона

$$\frac{d\mathbf{G}}{dt} = \mathbf{F}.$$

Умножая обе части этого равенства на vdt , получим

$$vdG = Fvdt.$$

Правая часть этого равенства как раз и равна работе внешних сил над системой. На первый взгляд и левая часть равна работе внешних сил над системой. Запомним это выражение.

Таким образом, в системе \mathfrak{K} работа, произведенная над газом внешними силами, определяется выражением

$$\begin{aligned} \Delta A &= -pd\mathfrak{B} + vdG = -p^0 \frac{\Delta \mathfrak{B}^0}{\Gamma} + v\Delta G = \\ &= \frac{\Delta A^0}{\Gamma} + v\Delta G. \end{aligned} \quad (17)$$

Что касается величины ΔG , то она вычисляется из (15):

$$\Delta G = \Gamma \frac{v}{c^2} [\Delta E^0 + \Delta(p^0 \mathfrak{B}^0)], \quad (18)$$

так что,

$$v\Delta G = \Gamma B^2 [\Delta E^0 + B^2 \Delta(p^0 \mathfrak{B}^0)]; \quad (19)$$

величина ΔE вычисляется из (14):

$$\Delta E = \Gamma [\Delta E^0 + B^2 \Delta(p^0 \mathfrak{B}^0)]. \quad (20)$$

Подставляя в выражение для ΔQ из первого начала выражение ΔA из (17), получим, принимая во внимание (16):

$$\Delta Q = \Delta E - \Delta A = \Delta E - v\Delta G - \frac{\Delta A^0}{\Gamma}.$$

С учетом выражений (19) и (20) окончательно приходим к формуле

$$\Delta Q = \frac{\Delta E^0}{\Gamma} - \frac{\Delta A^0}{\Gamma} = \frac{\Delta Q^0}{\Gamma}. \quad (21)$$

Это как раз и есть результат Планка. Как уже было отмечено, формула преобразования температуры должна быть в точности такой же.

Этот вывод представляется бесспорным, и сомнения в его справедливости возникли лишь в самое последнее время. В первой статье Мёллера, публикуемой выше, непосредственным расчетом работы по расширению газа

с точки зрения систем \mathfrak{K} и \mathfrak{K}^0 выясняется, что выражение $v\Delta G$ дает неправильное выражение для работы внешних сил над системой. Другими словами, не всякое изменение импульса системы связано с работой внешних сил.

Здесь ситуация аналогична тому, что происходит при рассмотрении парадокса рычага [13]. При элементарном рассмотрении этого парадокса выясняется, что изменение момента импульса рычага может происходить без совершения работы.

В конце первой статьи Мёллер указывает, как видоизменяются приведенные рассуждения при переходе от обратимых процессов к необратимым.

Однако впоследствии самим же Мёллером [14] было обнаружено, что его результат безусловно применим только к самым простейшим системам (однородных и неоднородных тел). Суть дела состоит в том, что сам по себе принцип относительности не приводит к однозначному понятию температуры, отнесенной к движущемуся телу. Закон преобразования температуры зависит от того, какие соотношения термодинамики, справедливые в собственной системе отсчета, сохраняются неизменными при преобразованиях Лоренца. Статья Мёллера [14] появилась уже после того, как были подготовлены переводы публикуемых статей и, к сожалению, не попала в этот сборник. В связи с этим «Странный случай в истории физики» в конечном счете оказывается менее странным, чем это казалось на первый взгляд.

Часть второй статьи Мёллера посвящена рассмотрению «релятивистского цикла Карно» и коэффициента полезного действия «релятивистской тепловой машины». Здесь снова утверждается, что только формулы (2) дают разумное выражение для полезной работы, получаемой в результате цикла Карно. Однако совсем недавно [16] было показано, что из рассмотрения релятивистской тепловой машины также не следует однозначное определение преобразования температуры и количества тепла.

За рамками публикуемых двух статей остается немало вопросов, имеющих непосредственное отношение к теме. Прежде всего ясно, что вопрос о преобразовании температуры и переданного количества тепла следует обсудить и с точки зрения статистической физики. За последнее время появилось и продолжает появляться много статей по

этому вопросу. В частности, писал об этом и Мёллер [15]. Результаты авторов противоречивы и требуют подробного обсуждения.

Совсем не прост вопрос о способах изменения температуры движущегося тела и сопоставления результатов измерения температуры движущегося тела разными способами. Но все это требует специального рассмотрения. Что касается принципиальной стороны связи макроскопической термодинамики и специальной теории относительности, то две публикуемые статьи Мёллера в этом смысле очень полезны и поучительны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Einstein.* Zur Elektrodynamik bewegter Körper. Ann. d. Phys., 1905, **17**, 891 (см. перевод в сб. «Принцип относительности», М.—Л., ОНТИ, 1935, и в I томе «Собр. соч.», изд-во «Наука», 1965, стр. 5).
2. *M. Planck.* Berl. Ber., 1907, 542; Ann. d. Phys., 1908, **76**, 1.
3. *F. Hasenöhrl.* Wien. Ber., 1907, **116**, 391.
4. *A. Einstein.* Jahrb. f. Rad. und El., 1907, **4**, 411 (см. перевод в I томе «Собр. соч.», стр. 65).
5. *H. Ott.* Zs. Phys., 1963, **175**, 70.
6. *H. Arzelies.* Nuovo Cimento, 1965, **35**, 792.
7. *R. Penneg.* Nuovo Cimento, 1966, **A43**, 911.
8. *T. W. B. Kibble.* Nuovo Cimento, 1966, **B41**, 72, 83, 84.
9. *A. Gamba.* Nuovo Cimento, 1965, **37**, 1792; 1966, **B41**, 72.
10. *H. Arzelies.* Nuovo Cimento, 1966, **B41**, 81.
11. *W. Pauli.* Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften, Band Y_2 , Heft IV. Art. 19, 1921 (см. перевод: *В. Паули.* Теория относительности. Гостехиздат, 1947).
12. *Л. Ландау, Е. Лифшиц.* Теория поля, § 35 (любого издания). М., Физматгиз (Гостехиздат).
13. *В. Пановский, М. Филипс.* Классическая электродинамика, § 16, 5. Физматгиз, 1963; *В. А. Угаров.* Специальная теория относительности, § 61, изд-во «Наука», 1969.
14. *C. Moller.* The Thermodynamic Potentials in the theory of Relativity and Their Statistical Interpretation. Mat. Fys. Medd., Dan. Vid. Selsk., 1969, **37**, N 4.
15. *C. Möller.* Gibbs Statistical Mechanics in the theory of Relativity. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1968, **36**, N 16.
16. *J. Bičák.* Lettere al Nuovo Cimento, 1969, Serie I, vol. **1**, 302.

•

К ОСНОВНЫМ СООТНОШЕНИЯМ ОБЩЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ¹

1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

Мы рассматриваем локальное сохранение энергии-импульса

$$T^{ik}_{;k} = 0 \quad (1)$$

как релятивистскую формулировку первого закона термодинамики. T^{ik} — симметричный тензор энергии-импульса полевых уравнений Эйнштейна. Мы применяем обычное Риччи-исчисление, где точка с запятой означает ковариантную производную, запятая — частную производную по местным координатам, и придерживаемся сигнатуры $(+, +, +, -1)$. Необратимое течение естественных процессов описываем плотностью образования энтропии σ , всегда положительной и исчезающей лишь при обратимых процессах. Принимаем, что σ — источник потока энтропии S^i и рассматриваем баланс

$$S^i_{;i} = \sigma \geq 0 \quad (2)$$

как второй основной закон термодинамики.

Тензор энергии-импульса составляется частично из различных физических полей и частично из их взаимодействия:

$$T^{ik} = \overset{1}{T}{}^{ik} + \overset{2}{T}{}^{ik} + \dots + \overset{r}{T}{}^{ik}. \quad (3)$$

¹ Gernot Neugebauer. Zu den Grundbeziehungen der allgemein-relativistischen Thermodynamik. Wissenschaftliche Zeitschrift der Friedrich-Schiller Universität.— Jena. Mat.-Naturwiss. Reihe. N. 1. Jahrgang 15, 1966, p. 161—165.

В частном случае $\overset{1}{T}{}^{ik} = \overset{Q}{T}{}^{ik}$ «тензор теплоты» может описывать термодинамическое взаимодействие между полями и быть связанным с плотностью потока энтропии S^i линейным соотношением

$$S^i = \theta_k \overset{Q}{T}{}^{ki}, \quad (4)$$

θ_k — временноподобный вектор ($\theta_k \theta^k < 0$) величины $1/T = \sqrt{-\theta_k \theta^k}$, направленный в сторону единичного вектора U_k ($U^k U_k = -1$)

$$\theta_k = \frac{1}{T} U_k. \quad (5)$$

2. ПЛОТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ЭНТРОПИИ ДЛЯ ЖИДКОЙ СРЕДЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Вычислим теперь плотность образования энтропии для частной задачи. Это значит, что нужно указать тензоры энергии-импульса в (3) для этой задачи.

Рассмотрим континуум, состоящий из химических веществ, подверженный действию электромагнитного поля. Для тензоров энергии-импульса электромагнитного поля в среде имеются два выражения. Можно исходить из тензора Минковского $\overset{E, M}{T}{}^{ij}$ или тензора Абрагама $\overset{E, A}{T}{}^{ij}$.

$$\overset{E, M}{T}{}^{ij} = B_m^i H^{mj} + \frac{1}{4} g^{ij} B_{mn} H^{mn}, \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \overset{E, A}{T}{}^{ij} = & \overset{E, M}{T}{}^{ij} + \frac{1}{2} [B^{im} H_m^j - H^{jm} B_m^i] + \\ & + \frac{1}{2} u^l [u^i (B^{jm} H_{ml} - H^{jm} B_{ml}) + \\ & + \frac{1}{2} u^j (B^{im} H_{ml} - H^{im} B_{ml})], \end{aligned} \quad (6b)$$

(u_i — барицентрическая четырех-скорость континуума; $u^i u_i = -1$, т. е. скорость света принимается за единицу;

$B_{im} = A_{m,i} - A_{i,m}$ — тензор напряжения поля, производный от четырех-потенциала A_k ; H_{im} — тензор возбуждения; g_{ij} — тензор метрики). Для термодинамики оба тензора оказываются в некотором смысле равноценными. В качестве тензора энергии-импульса вещества a выбираем

$${}^{(a)}T^{ik} = {}^{(a)}g^{(a)\mu} u^i u^k + {}^{(a)}p g^{ik}, \quad (7a)$$

${}^{(a)}g$ — плотность свободной энтальпии вещества a ; ${}^{(a)\mu}$ — плотность массы покоя; p^a — гидродинамическое давление.

Термодинамический характер величин, в особенности их потенциальный характер, будет выяснен дальше. Выбор этого тензора будет оправдан результатами; в конце этой работы мы дадим функцию Лагранжа, из которой по теореме Нетера прямо вычисляется ${}^{(a)}T^{ik}$ как тензор энергии-импульса вещества. Тензор энергии-импульса смеси веществ T^{ik} получаем суперпозицией всех ${}^{(a)}T^{ik}$

$$T^{ik} = \sum_a {}^{(a)}T^{ik}, \quad p = \sum_a {}^{(a)}p \quad (7b)$$

(p — полное давление).

Мы должны сделать уточнение, чтобы показать, что известная релятивистская термодинамика [1], а также нерелятивистская теория содержатся в наших основных уравнениях. Временноподобный вектор θ^k направлен в сторону четырех-скорости:

$$U^i = u^i.$$

Это решение обосновано тем, что термодинамическое равновесие лучше всего осуществляется в объемном элементе, который движется с четырех-скоростью u^i . В специальном случае нашей задачи (3) будет

$$T^{ik} = T^{E,ik} + T^{C,ik} + T^{Q,ik}. \quad (8)$$

Если теперь мы рассчитаем σ из (2), (4), (8), (7) и (6), то из-за

$$\theta_i T^{ik} = \frac{u_i}{T} T^{E,M,ik} = \frac{u_i}{T} T^{E,A,ik} \quad (9)$$

нет надобности выбирать между тензорами Абрагама и Минковского: оба для термодинамики равноценны. Мы рассчитываем по тензору Минковского

$$\begin{aligned} \sigma = & (T^{ik} - \overset{E}{T}^{ik} - \overset{C}{T}^{ik}) \theta_{i;k} + \\ & + \theta_i (T^{ik} - \overset{E}{T}^{ik} - \overset{C}{T}^{ik})_{;k}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из-за

$$\overset{E}{T}^{ik}_{;k} = J_m B^{im} + \frac{1}{4} (B_{mn} H^{mn}_{;i} - B_{mn;i} H^{mn})$$

(J_m — электрическая плотность четырех-потока $J_m = H_{mn};n$), после симметризации первого выражения при учете (1) и применения полной производной по собственному времени $\frac{D}{D\tau}$, $A \equiv A_{;i} u^i$ (A — любой тензор) (10) переходит в следующее выражение:

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{1}{2} \left(T^{ik} - \overset{C}{T}^{ik} - \frac{1}{2} \overset{E}{T}^{ki} - \frac{1}{2} \overset{E}{T}^{ki} \right) (\theta_{i;k} + \theta_{k;i}) - \\ & - \frac{1}{4} \left(\overset{E}{T}^{ik} - \overset{E}{T}^{ki} \right) (\theta_{i;k} - \theta_{k;i}) - \theta_i J^m B^i_m + \\ & + \sum_a ((a)\mu^{(a)} u^k)_{;k} \frac{(a)g}{T} - \\ & - \frac{1}{4} \left(B_{mn} \frac{D}{D\tau} H^{mn} - H^{mn} \frac{D}{D\tau} B_{mn} \right) + \\ & + \frac{1}{T} \frac{D}{D\tau} p + \sum_a \frac{(a)\mu^{(a)} u^k}{T} (a)g_{,k}. \end{aligned} \quad (11)$$

Целесообразно появляющиеся в (11) тензоры разложить на части, перпендикулярные и параллельные к θ_i . Начнем с метрического тензора и определим тензор проектирования

$$\Delta_{ij} \equiv g_{ij} + u_i u_j, \quad (12)$$

имеющий свойство

$$\Delta_{ij} u^i = \Delta_{ji} u^i = 0. \quad (13)$$

Тензор второго ранга Δ_{ij} можно тогда разложить следующим образом:

$$\begin{aligned} A_{ik} &\equiv A_{mn} \delta_i^m \delta_k^n \equiv A_{mn} (\Delta_i^m - u_i u^m) (\Delta_k^u - u_k u^u) \equiv \\ &\equiv a_{ik} - a_i u_k - \bar{a}_k u_i + a u_i u_k, \end{aligned} \quad (14)$$

где для сокращения записи введено

$$\left. \begin{aligned} a_{ik} &\equiv A_{lm} \Delta_i^l \Delta_k^m, & a_i &\equiv A_{lm} \Delta_i^l u^m, \\ \bar{a}_k &\equiv A_{lm} u^l \Delta_k^m; & a &\equiv A_{lm} u^l u^m. \end{aligned} \right\} \quad (14a)$$

Аналогично для тензора первого ранга A_i :

$$A_i \equiv A_m (\Delta_i^m - u^m u_i) \equiv a_i - a u_i, \quad (15)$$

где

$$a_i \equiv A_m \Delta_i^m, \quad a \equiv A_m u^m. \quad (15a)$$

Из (14) имеем

$$A_{ik} = A_{ki}, \quad \bar{a}_i = a_i, \quad a_{ik} = a_{ki}, \quad (16a)$$

$$A_{ik} = -A_{ki}, \quad \bar{a}_i = -a_i, \quad a_{ik} = -a_{ki}, \quad a = 0, \quad (16b)$$

Мы вводим это разложение в (11) и при этом должны учитывать разложение (4):

$$s^i = \frac{u_k}{T} \overset{Q}{T}{}^{km} \Delta_m^i = \frac{1}{T} (\bar{t}^i - \frac{E}{t^i} - \frac{C}{\bar{t}^i}), \quad (17a)$$

$$s = \frac{1}{T} (t - t^E - t^C). \quad (17b)$$

С применением отношений ортогональности и заимствования t^E , t^C , \bar{t}^i , \bar{t}^i , из (14), (15), (6b) и (7b) получим

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{2} \left(t^{ik} - p \Delta^{ik} - \frac{1}{2} \frac{E}{t^{ik}} - \frac{1}{2} \frac{E}{\bar{t}^{ik}} - T s^i u^k - T s^k u^i \right) \times \\ &\times (\theta_{i;k} + \theta_{k;i}) - \\ &- \frac{1}{4} (b^{im} h_m^k - b^{km} h_m^i + b^i h^k - b^k h^i) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times (\theta_{i;k} - \theta_{k;i}) - \theta_i J^m B^i_m + \sum_a \left({}^{(a)}\mu u^k \right)_{;k} \frac{{}^{(a)}g}{T} - \\
& - \frac{1}{T} \sum_a \left({}^{(a)}\mu^{(a)} u^k u^i \left[({}^{(a)}g u_i)_{;k} - ({}^{(a)}g u_k)_{;i} \right] - \right. \\
& - \frac{1}{T} \left(T \frac{D}{D\tau} s + \sum_a \left({}^{(a)}g \frac{D}{D\tau} ({}^{(a)}\mu - \frac{D}{D\tau} (t - t^E) - \right. \right. \\
& - \frac{1}{4} h_{mn} \frac{D}{D\tau} b^{mn} + \frac{1}{4} b^{mn} \frac{D}{D\tau} h_{mn} - \\
& \left. \left. - \frac{1}{2} b^n \frac{D}{D\tau} h_n + \frac{1}{2} h^n \frac{D}{D\tau} b_n \right) \right). \quad (18)
\end{aligned}$$

Выражение $1/2 (T s^i u^k + T s^k u^i)(\theta_{i;k} + \theta_{k;i})$ в первом члене (18) можно привести к другой форме:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2} (T s^i u^k + T s^k u^i) (\theta_{i;k} + \theta_{k;i}) = \\
& = \frac{s^i}{T} [(u_i T)_{;k} - (u_k T)_{;i}], \quad (19)
\end{aligned}$$

так что (18) принимает вид

$$\begin{aligned}
\sigma &= \frac{1}{2T} \left(t^{ik} - p \Delta^{ik} - \frac{1}{2} t^{ik} - \frac{1}{2} t^{ki} \right) (u_{i;k} + u_{k;i}) - \\
& - \frac{1}{4T} (b^{im} h_m^k - b^{km} h_m^i + b^i h^k - b^k h^i) \times \\
& \times (u_{i;k} - u_{k;i}) - \\
& - \frac{1}{T} [u^k J^i B_{ki}] - \frac{1}{T} [u^k S^i \{ (u_i T)_{;k} - (u_k T)_{;i} \}] - \\
& - \frac{1}{T} \left[u^k \sum_a \left({}^{(a)}\mu^{(a)} u^i \{ ({}^{(a)}g u_k)_{;i} - ({}^{(a)}g u_i)_{;k} \} \right] + \\
& + \sum_a \left({}^{(a)}\mu u^k \right)_{;k} \frac{{}^{(a)}g}{T} - \\
& - \frac{1}{T} \left[T \frac{D}{D\tau} s + \sum_a \left({}^{(a)}g \frac{D}{D\tau} ({}^{(a)}\mu - \right. \right. \\
& - \frac{D}{D\tau} (t - t^E) - \frac{1}{4} h_{mn} \frac{D}{D\tau} b^{mn} + \frac{1}{4} b^{mn} \frac{D}{D\tau} h_{mn} - \\
& \left. \left. - \frac{1}{2} b^n \frac{D}{D\tau} h_n - \frac{1}{2} h^n \frac{D}{D\tau} b_n \right) \right]. \quad (20)
\end{aligned}$$

Обратимся к случаю термодинамического равновесия $\sigma = 0$. Так как первые пять членов (18) или шесть членов

(20) независимы друг от друга (например, исчезновение электрического тока J^i не влечет за собой исчезновения тока энтропии), то они должны по отдельности исчезать при $\sigma = 0$, откуда следует основное уравнение Гиббса

$$\begin{aligned} \frac{D}{D\tau} s = & \frac{1}{T} \frac{D}{D\tau} (t - t^E) - \sum_a \frac{{}^{(a)}g}{T} \frac{D}{D\tau} {}^{(a)}\mu + \\ & + \frac{1}{4T} h_{mn} \frac{D}{D\tau} b^{mn} - \frac{1}{4T} b^{mn} \frac{D}{D\tau} h_{mn} + \\ & + \frac{1}{2T} b^n \frac{D}{D\tau} h_n - \frac{1}{2T} h^n \frac{D}{D\tau} b_n, \end{aligned} \quad (21a)$$

или, после проведения преобразования Лежандра

$$\begin{aligned} u = & t - t^E - \frac{1}{4} b^{mn} h_{mn} + \frac{1}{2} b^n h_n, \\ \frac{D}{D\tau} s = & \frac{1}{T} \frac{D}{D\tau} u - \sum_a \frac{{}^{(a)}g}{T} \frac{D}{D\tau} {}^{(a)}\mu + \\ & + \frac{1}{2T} h_{mn} \frac{D}{D\tau} b^{mn} - \frac{1}{T} h^n \frac{D}{D\tau} b_n. \end{aligned} \quad (21b)$$

Итак, аналогично нерелятивистской теории, при равновесии, мы можем постулировать существование термодинамического потенциала s (энтропия), являющегося функцией лишь от $u, {}^{(a)}\mu, b^{mn}, b^n, g_{mn}$.

$$s = s(u, {}^{(a)}\mu, b^{mn}, b^n, g_{mn}). \quad (22)$$

Все остальные величины $\left(\frac{1}{T}, \frac{{}^{(a)}g}{T}, \frac{h_{mn}}{T}, \frac{h_n}{T} \right)$ можно вывести из s как частные производные. Для предельного нерелятивистского случая (21b) переходит в известное нерелятивистское уравнение Гиббса в локальной формулировке, где u нужно рассматривать как внутреннюю энергию, ${}^{(a)}\mu$ — как плотность вещества a , b^{mn} — как магнитную индукцию и h_n — как электрическое смещение. Этим обоснованы названия температуры для T , химического потенциала для ${}^{(a)}g$, напряжения магнитного поля для h_{mn} и напряжения электрического поля для b_n .

3. ОБСУЖДЕНИЕ

ПЛОТНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЭНТРОПИИ

Предположим, что уравнение Гиббса справедливо также в отсутствии равновесия. Тогда из (20) (и соответственно из (18)) можно вывести

$$\begin{aligned} \frac{D}{D\tau} s = & \frac{1}{T^{Gl}} \frac{D}{D\tau} u - \sum_a \frac{{}^{(a)}g^{Gl}}{T^{Gl}} \frac{D}{D\tau} {}^{(a)}\mu + \\ & + \frac{h_{mn}^{Gl}}{2T^{Gl}} \frac{D}{D\tau} b^{mn} - \frac{h_n^{Gl}}{T^{Gl}} \frac{D}{D\tau} b^n. \end{aligned} \quad (23)$$

Такие члены, как $\left(\frac{1}{T^{Gl}} - \frac{1}{T}\right) \frac{D}{D\tau} u$, $\sum_a \left(\frac{{}^{(a)}g^{Gl}}{T^{Gl}} - \frac{{}^{(a)}g}{T} \frac{D}{D\tau} {}^{(a)}\mu\right)$ и т. д., дают основание для выражений релаксации. Мы запишем σ лишь для случая $T^{Gl} = T$, ${}^{(a)}g^{Gl} = {}^{(a)}g$, $h_{mn}^{Gl} - h_{mn} = \Delta h_{mn}$, $h_m^{Gl} - h_m = \Delta h_m$:

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{1}{2T} \left(t^{ik} - p\Delta^{ik} - \frac{1}{2} t^{ikE} - \frac{1}{2} t^{kiE} \right) \times \\ & \times (u_{i;k} + u_{k;i}) - \\ & - \frac{1}{4T} (b^{im} h_m^k - b^{km} h_m^i + b^i h^k - h^i b^k) \times \\ & \times (u_{i;k} - u_{k;i}) - \\ & - \frac{1}{T} (u^k J^i B_{ki}) - \frac{u_k S^i}{T} [(u_i T)_{,k} - (u_k T)_{,i}] - \\ & - \frac{u^k}{T} \sum_a {}^{(a)}\mu {}^{(a)}u^i [({}^{(a)}g u_k)_{,i} - ({}^{(a)}g u_i)_{,k}] + \\ & + \sum_a ({}^{(a)}\mu {}^{(a)}u^k)_{,k} \frac{{}^{(a)}g}{T} - \Delta h_{mn} \frac{D}{D\tau} b^{mn} + \Delta h_m \frac{D}{D\tau} b^m. \end{aligned} \quad (24)$$

Когда мы в (24) перейдем к малым скоростям, то получим слагаемые, образующие энтропию. Первый член (24) описывает внутреннее трение, третий — омическое выделение теплоты, четвертый — теплопроводность, пятый — диффузию и шестой — образование химических соединений. Эти члены совпадают с аналогичными величинами Клуитенберга [1]. Плотность образования энтропии по Клуитенбергу дополняется здесь еще тремя членами.

В то время, как седьмой и восьмой члены (24) описывают электромагнитные релаксации [2], второй член представляет эффект оптической анизотропии, появляющейся в дипольной жидкости при завихрениях.

Вследствие трения диполи при вращении среды должны увлекаться, так что векторы намагничивания и поляризации не будут более совпадать с направлением магнитных и электрических напряженностей.

Мы обозначаем $u_{i;k} + u_{k;i}$, $u_{i;k} - u_{k;i}$, $u^k B_{ki}$,

$$u^k [(u_i T)_{,k} - (u_k T)_{,i}], \quad \frac{{}^{(a)}g^i}{T}, \quad \frac{D}{D\tau} b^{mn} \quad \text{и} \quad \frac{D}{D\tau} b^m$$

в смысле необратимой термодинамики как силы и соответствующие им множители как потоки.

Между потоками и силами устанавливают обычным способом линейные связи, причем коэффициенты связи подчинены требованиям определенности и условиям обобщенности Онзагера — Казимира.

Седьмой член (24) ведет к линейной зависимости

$$(b^{im} h_m^k - b^{km} h_m^i + b^i h^k - b^k h^i) = a (u_{i;k} - u_{k;i}) \quad a < 0. \quad (25)$$

В формуле (24) также интересно то, что силы, подчиненные векторным потокам S^i , ${}^{(a)}\mu^{(a)}u^i$, имеют форму вращения четырех-вектора четырех-скорости, что аналогично

$$u^k B_{ki} = u^k (A_{i,k} - A_{k,i}).$$

Итак, из градиентов температуры неотносительной теории получается картина вращения. Уравнение равновесия для термического равновесия без торможения

$$u^k [(T u_i)_{,k} - (T u_k)_{,i}] = 0 \quad (26)$$

при отсутствии вихрей имеет решение [3]

$$T u_i = f_{,i} \quad (27)$$

f — инвариантная локальная функция.

В специальном случае (27) можно указать вариационный принцип для идеальной однокомпонентной жидкости. Мы рассматриваем однокомпонентную систему без учета электромагнитного поля. Тогда идеальная жидкость

характеризуется тем, что в ней все необратимые процессы заторможены. Это означает, что соответствующие потоки в (24) должны исчезать, так что имеет место

$$s^i = 0, \quad t^{ik} = p\Delta^{ik}, \quad (\mu u^k)_{;k} = 0, \quad (28)$$

откуда следует, согласно (2) и (4),

$$(su^k)_{;k} = 0. \quad (29)$$

Из двух первых уравнений (28) при $s^i = \frac{1}{T} t^i$ и (14) следует

$$T^{ik} = p\Delta^{ik} + tu^i u^k = (p + t)u^i u^k + pg^{ik}. \quad (30)$$

т. е. известный тензор энергии-импульса идеальной жидкости. Из (1), (30), $(\mu u^k)_{;k} = 0$ и (17b) следует

$$u^i [(gu_i)_{;k} - (gu_k)_{;i}] = 0. \quad (31)$$

Уравнение (31) решаем подстановкой

$$gu_i = h_{,i}. \quad (32)$$

Из (17b) и (23) следует

$$\frac{D}{D\tau} p = s \frac{D}{D\tau} T + \mu \frac{D}{D\tau} g.$$

Если мы выражение

$$\begin{aligned} p &= p(T, g) = p_1(\sqrt{-Tu^i Tu_i}, \sqrt{-gu^i gu_i}) = \\ &= p(\sqrt{f'^{if}_{,i}}, \sqrt{-h'^i h_{,i}}) \end{aligned}$$

проварьируем по f и h как функцию Лагранжа, то при учете $\frac{\partial p}{\partial T} = s$, $\frac{\partial p}{\partial g} = \mu$ получаем в качестве полевых уравнений

$$(su^i)_{;i} = 0 \quad \text{и} \quad (\mu u^i)_{;i} = 0$$

и как тензор энергии-импульса — тензор идеальной жидкости. Вклад тензора энергии-импульса, соответствующий gu_i , равен

$$T^{ik} = pg^{ik} + \mu ru^i u^k.$$

Для этого же частного случая (однокомпонентная система, отсутствие электромагнитного поля) мы хотим указать еще условие равновесия для равновесия без торможения. Последнее определяется исчезновением сил. Исчезновение же сил влечет за собой исчезновение потоков. Из (18) или (20) следует прежде всего

$$\theta_{i;k} + \theta_{k;i} = -2 \frac{u_i}{T} \frac{u_k}{T} \frac{D}{D\tau} T. \quad (33)$$

Отсюда можно с помощью отображения вывести $u^i{}_{;i} = 0$ и из-за $(\mu u^i)_{;i} = 0$ и $(s u^i)_{;i} = 0$ имеет также место $\frac{D}{D\tau} \mu = 0$ и $\frac{D}{D\tau} s = 0$. Но отсюда следует $\frac{D}{D\tau} T = 0$, так что получаем уравнение Киллинга для вектора температуры θ_i в качестве условия равновесия

$$\theta_{i;k} + \theta_{k;i} = \mathcal{L}g_{ik} = 0, \quad (34)$$

где $\mathcal{L}g_{ik}$ — Ли-производная g_{ik} в направлении θ_i . Но отсюда следует, что метрика стационарна $\left(\frac{\partial}{\partial t} g_{ik} = 0, \quad t — \text{координатное время особой системы координат}\right)$, так что мы приходим к окончательному заключению: бестормозные обратимые процессы жидкой среды возможны лишь в стационарной метрике.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Kluitenberg, S. R. De Groot, P. Mazur. Physika, 1953, 19, 689, 1079; 1953, 20, 199; 1954, 214, 148, 169.
2. S. R. De Groot. J. Nucl. Energy, Part: C. Plasma Physics, 1961, 2, 188.
3. J. Ehlers. Abhandlungen d. Math.-nat. Klasse, 1961, Nr 11d. Akademie d. Wiss. v. d. Lit. in Mainz.
4. G. Neugebauer. Wiss. Zschr. d. Univ. Jena, 1964; Math.-nat. Reihe, Heft 2.

О РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ РАБОТЫ И ТЕПЛОТЫ ¹

В предыдущей заметке [1] мы предложили интерпретацию, допускающую сосуществование двух формул

$$U = U_0 R^{-1} \quad \text{и} \quad U = (U_0 + \beta^2 p_0 V_0) R^{-1};$$

$$R = \sqrt{1 - \beta^2}; \quad \beta = v/c. \quad (1)$$

(U_0, p_0, V_0 — энергия, давление и объем тела в собственной системе отсчета K_0 ; U — энергия в системе отсчета K ; v — относительная скорость).

Мы можем уяснить эту интерпретацию, написав

$$U(t_0) = U_0(t_0) R^{-1} \quad (2)$$

и

$$U(t) = [U_0(t_0) + \beta^2 p_0(t_0) V_0(t_0)] R^{-1}, \quad (3)$$

где $U(t_0)$ представляет энергию, измеренную в K на пространственно-подобной поверхности $t_0 = \text{const}$, и $U(t)$ — энергию, измеренную в K на поверхности $t = \text{const}$ (t_0 — время системы K_0 ; t — время системы K).

Мы также предложили

$$P(t_0) = \frac{U_0(t_0)}{c^2} R^{-1} v \quad (4)$$

и

$$P(t) = \frac{U_0(t_0) + p_0(t_0) V_0(t_0)}{c^2} R^{-1} v. \quad (5)$$

¹ Antonie B r o t a s. Sur la transformation relativiste du travail et de la chaleur. C. R. Acad. Sci. Paris, 1967, 265, serie A, 401 — 404.

Мы хотим применить теперь эти формулы к некоторым вопросам релятивистской термодинамики.

Рассмотрим тело, покоящееся в K_0 и подверженное давлению p_0 . Допустим, что до момента $t = 0$ энергия U_0 постоянна и тело не деформируется. Предположим, что в интервале Δt_0 после $t_0 = 0$ давление увеличивается на Δp_0 и тело расширяется адиабатически на ΔV_0 . Впоследствии тело не испытывает других изменений.

Вычисляем в K_0 :

$$\Delta \mathfrak{z}_0 = -p_0 \Delta V_0; \quad \Delta U_0 = -p_0 \Delta V_0 \quad (6)$$

($\Delta \mathfrak{z}_0$ — работа, полученная телом).

Мы не можем пользоваться формулами преобразования (3) и (5) в такие моменты t , в которые тело подвержено изменениям на гиперповерхностях $t = \text{const}$, но их использование становится возможным для моментов t_1 и t_2 , достаточно отдаленных в прошлом и будущем

В этих условиях мы имеем в K

$$\begin{aligned} U(t_1) &= (U_0 + \beta^2 p_0 V_0) R^{-1}; \\ U(t_2) &= [U_0 - p_0 \Delta V_0 + \beta^2 (p_0 + \Delta p_0) \times \\ &\quad \times (V_0 + \Delta V_0)] R^{-1} \end{aligned} \quad (7)$$

и

$$\Delta U = -p_0 \Delta V_0 R + \beta^2 V_0 \Delta p_0 R^{-1} = \Delta \mathfrak{z}. \quad (8)$$

Второй член формулы (8) может показаться странным, ибо он обычно опускается, но подробный расчет работы внешнего давления с применением формулы преобразования координат и с учетом инвариантности давлений приводит к результату (8).

Мы написали $\Delta U = \Delta \mathfrak{z}$ потому, что адиабатический характер изменения должен быть независимым от системы отсчета.

Для импульса имеем

$$\begin{aligned} P(t_1) &= \frac{U_0 + p_0 V_0}{c^2} R^{-1} v; \\ P(t_2) &= \frac{U_0 - p_0 \Delta V_0 + (p_0 + \Delta p_0) (V_0 + \Delta V_0)}{c^2} R^{-1} v \end{aligned} \quad (9)$$

и

$$\Delta P = \frac{V_0 \Delta p_0}{c^2} R^{-1} v. \quad (10)$$

Этот результат подтверждается непосредственным вычислением импульса в K

$$\Delta P = I = \int_{t_1}^{t_2} F dt \quad (11)$$

(где F представляет результирующую силу давления в K).

Рассмотрим теперь случай неадиабатического изменения. В K_0 имеем

$$\Delta U_0 = \Delta Q_0 - p_0 \Delta V_0. \quad (12)$$

Применение формул (3) и (5) дает в K

$$\begin{aligned} \Delta U &= -p_0 \Delta V_0 R + (\beta^2 V_0 \Delta p_0 + \Delta Q_0) R^{-1}; \\ \Delta P &= \frac{\Delta Q_0 + V_0 \Delta p_0}{c^2} R^{-1} v \end{aligned} \quad (13)$$

(ΔQ_0 — тепло, полученное телом в K_0).

Непосредственное вычисление в K работы и импульса в предположении релятивистской инвариантности давлений, как и в предыдущем случае, приводит к результату

$$\Delta z = -p_0 \Delta V_0 R + \beta^2 V_0 \Delta p_0 R^{-1} \quad (14)$$

и

$$I = \int_{t_1}^{t_2} F dt = \frac{V_0 \Delta p_0}{c^2} R^{-1} v.$$

Мы не получили $I = \Delta P$, но результат (14) верен лишь при гипотезе релятивистской инвариантности давлений. Однако нас ничто не вынуждает сохранять эту гипотезу в неадиабатических преобразованиях, ибо рассуждения об инвариантности давлений по существу механического характера, а не термодинамического.

Поэтому мы предположим, что существуют давления, специфически связанные с переносом теплоты и преобразующиеся иначе, чем обычные давления. В этих условиях, так как $-p_0 \Delta V_0$ представляет работу всех внешних сил в K_0 (обычные давления и давления, обязанные переносу теплоты), то работа и импульс всех этих сил в K не совпадают с (14), а содержат добавочные члены. Мы можем

Написать, что истинные значения суть

$$\Delta\bar{z}^* = -p_0\Delta V_0R + \beta^2V_0\Delta p_0R^{-1} + A$$

и

$$I^* = \frac{V_0\Delta p_0}{c^2}R^{-1}v + B \quad (15)$$

(A и B равнялись бы нулю, если бы давления, обязанные теплообмену, преобразовались как обычные давления).

В этих условиях мы можем в K написать

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta\bar{z}^* \quad \text{и} \quad \Delta P = I^*. \quad (16)$$

Поскольку тело движется в K со скоростью v , отношение A к B должно иметь вид

$$A = Bv. \quad (17)$$

Применение формул (13), (15), (16) и (17) нам дает

$$\Delta Q = \Delta Q_0R \quad \text{и} \quad A = \beta^2\Delta Q_0R^{-1}. \quad (18)$$

Поскольку обычно забывают о инвариантных давлениях, обязанных теплообмену, мы обсудим их подробно в простом случае. Пусть изолированное твердое тело неподвижно в K_0 , и внешнее давление равно нулю. Допустим, что в интервале Δt_0 тело теряет теплоту ΔQ_0 посредством излучения в двух противоположных направлениях лучистой энергии, величиной w_0 каждая.

Для упрощения вычислений предположим, что излучающие поверхности суть две одинаковые параллельные плоскости сечением S_0 и что излучение нормально к этим плоскостям, однородно и постоянно в течение интервала Δt_0 .

Имеем отношения

$$\Delta Q_0 = -2w_0; \quad w_0 = W_0S_0\Delta t_0, \quad (19)$$

где W_0 — энергия за единицу времени на единицу площади. Во время эмиссии в K_0 на излучающие поверхности действует давление $p_0 = W_0/c$.

Рассмотрим теперь этот процесс в системе отсчета, движущейся со скоростью v параллельно направлению измерения. Одна из поверхностей излучает за время $\Delta t = \Delta t_0R^{-1}$ лучистую энергию

$$w_1 = w_0(1 + \beta)R^{-1}, \quad (20)$$

а другая за равный, но не одновременный интервал Δt энергию

$$w'_2 = w_0 (1 - \beta) R^{-1}. \quad (21)$$

Итак, в K давления на обе поверхности суть

$$p'_1 = \frac{w'_1}{cS\Delta t} = \frac{w_0(1 + \beta)R^{-1}}{cS_0\Delta t_0R^{-1}} = p_0(1 + \beta)$$

и

$$p'_2 = p_0(1 - \beta). \quad (22)$$

Ясно видно, что эти давления не релятивистские инварианты. Энергия, потерянная телом в K , равна

$$\begin{aligned} w'_1 + w'_2 &= 2w_0R^{-1}; \\ \Delta U &= -(w'_1 + w'_2) = -2w_0R^{-1}. \end{aligned} \quad (23)$$

Поскольку мы знаем давления, можно непосредственно вычислить энергию, потерянную в виде работы,

$$\begin{aligned} \Delta \tau^* &= -(p'_1 - p'_2) Sv\Delta t = \\ &= -p_0 2\beta Sv\Delta t = \Delta Q_0 \beta^2 R^{-1}. \end{aligned} \quad (24)$$

Энергия, потерянная в виде теплоты, по определению

$$\Delta Q = \Delta U - \Delta \tau^*.$$

Итак, получаем

$$\Delta Q = \Delta Q_0 R^{-1} - \Delta Q_0 \beta^2 R^{-1} = \Delta Q_0 R. \quad (25)$$

Тот же результат получается в случае, когда скорость v перпендикулярна излучению, но мы не будем излагать соответствующий расчет.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Brotas. Comptes rendus, 1967, 265, serie A, p. 244.



ТЕОРИЯ ЕДИНОГО ПОЛЯ¹

Среди многочисленных идей, которые разрабатывал Эйнштейн в связи с общей теорией относительности, фигурирует гипотеза о возможности единой теории поля. Эта идея возбудила живой интерес из-за ее философского значения. Эйнштейн предположил, что, в конечном счете, можно описать все различные феномены, как-то: гравитацию, электромагнетизм, а также и материальные тела — фундаментальным полем или системой полей, что все различные эмпирические законы природы могут быть выражены системой нелинейных уравнений, которым подчиняются компоненты данных полей. С философской точки зрения такая возможность кажется весьма заманчивой. В самом деле, нельзя разобщать такие феномены, как гравитация и электричество. Они обладают способностью взаимно влиять друг на друга так, что законы природы не могут быть совершенно независимыми. Отсюда единая теория поля охватывала бы эти различные законы и они стали бы частными случаями; одновременно эта теория определяла бы их отношения и, следовательно, структуру природы.

Эйнштейн не смог идти очень далеко в осуществлении этой программы. Его отправной точкой было гравитационное поле, полевые уравнения которого давала общая теория относительности. Поэтому он хотел открыть структуру поля, которая была бы естественным обобщением симметрического тензора (метрического), представляющего гравитацию, и одновременно систему полевых уравнений, соответствующих этой структуре, и представляющую

¹ Science et synthèse. Werner H e i s e n b e r g. La théorie du champ unitaire. 38—47. Imprimerie Bussière, Sanit-Amand (Cher) France. UNESCO, 1967.

естественное обобщение уравнений чистой гравитации. Прежде всего он попытался охватить ими законы электромагнетизма; что касается материальных тел, то он надеялся, что на последующей стадии разработки теории элементарные частицы могли бы рассматриваться как сингулярности пространства этого универсального поля. Эта надежда основывалась на нелинейном характере полевых уравнений, допускающих такие сингулярности. Но на этом этапе он игнорировал, можно сказать почти намеренно, квантовую природу элементарных частиц; поэтому оказалось невозможным найти корректное математическое описание их поведения.

До изложения деталей этого вопроса следует упомянуть другую капитальную проблему: связь между системой полевых уравнений и космологической моделью Вселенной. Эйнштейн видел эту связь в свете воззрений Маха. Согласно последнему нет никакого смысла говорить о вращении изолированного тела в пустом пространстве. Следовательно, центробежная сила может появиться лишь тогда, когда пространство не пусто, когда отдаленные массы обуславливают эту силу. Итак, реакция изолированного тела на движение зависит от распределения материи во Вселенной. Это распределение и соответствующая структура пространства-времени не определены однозначно полевыми уравнениями. Но они также не совсем произвольны: они лимитируются полевыми уравнениями и должны соответствовать одному из многочисленных решений этих уравнений. Поведение изолированной частицы под влиянием местных полей может в известной степени, зависеть от структуры Вселенной. Верно то, что принцип Маха не связан с полевыми уравнениями столь тесно, как это думал Эйнштейн. Но связь между космологической моделью и полевыми уравнениями, применимость этой космологической модели к поведению тел, даже малых, остается существенной чертой любой единой теории поля.

Возвращаясь к квантовой природе элементарных частиц, нужно прежде всего заметить, что сингулярности пространства, обусловленные нелинейным уравнением классического поля, вели бы себя совершенно иначе, чем элементарные частицы в заданном поле сил. Все характеристики, связанные в квантовой теории с кажущимся дуализмом волны-частицы и выражающиеся матема-

тической моделью квантовой механики (или волновой механики), не проявлялись бы в поведении сингулярностей. Было бы нереалистично в наше время связывать различные группы естественных феноменов, не учитывая с самого начала квантовую теорию. Более того, многочисленные эксперименты, осуществленные за последние годы с помощью больших ускорителей, сообщили нам множество сведений об элементарных частицах, еще не известных во времена Эйнштейна. Мы знаем теперь, что кроме электромагнитных сил и соответствующих им фотонов, кроме гравитации и соответствующих ей гравитонов, существует большое число различных силовых полей, каждое из которых характеризуется соответствующей частицей (к примеру, ядерные силы). Единая теория поля должна объяснить эти различные поля.

При столкновении двух элементарных частиц очень высокой энергии рождаются многочисленные новые частицы. Было бы плохим описанием этого феномена, если сказать, что частицы разбились на большое число более мелких осколков. Гораздо правильнее сказать, что огромная кинетическая энергия частиц преобразовалась при столкновении по закону Эйнштейна в материю, порождая большое число новых элементарных частиц. В самом деле, независимо от индивидуальной природы частиц, участвующих в столкновении, новые частицы всегда принадлежат хорошо известному спектру элементарных частиц. Энергия становится материей, принимая форму элементарной частицы. Спектр элементарных частиц воспроизводит самого себя в процессе столкновения с высокой энергией.

Можно извлечь из этих результатов очень важные заключения. Бросается в глаза, что было бы абсурдным пытаться разработать особую теорию для каждого из этих силовых полей. Единая теория поля могла быть для Эйнштейна предметом спекуляции; для наших дней она абсолютно необходима теоретической физике, если хотят понять элементарные частицы.

Конечно, можно спросить, будет ли эта теория единой теорией поля или, может быть, каким-нибудь другим математическим аппаратом, более пригодным для описания экспериментов. Но эта будущая теория должна быть единой, охватывающей совокупность эмпирических полей.

Эйнштейн полагал, что частицы — сингулярности поля в пространстве. С тех пор квантовая теория поля открыла, что частицы являются сингулярностями (именуемыми полюсами) в пространстве моментов, а не в обычном пространстве. Для Эйнштейна поле было реальным; оно было последней реальностью, определяющей и геометрию мира и структуру материальных тел. В квантовой теории поле отличает (как и в классической физике) что-то от ничего; но его основная функция — это изменение состояния Вселенной, характеризуемого амплитудой вероятностей, обеспечивающей предсказания о возможностях. Под этим углом зрения позволительно описывать экспериментальные ситуации в физике элементарных частиц, применяя операторы, построенные с учетом действия полевых операторов на основное состояние «Вселенная». Но вряд ли можно считать эти поля реальными и объективными в том смысле, как это сделал Эйнштейн в своей теории поля.

В теории Эйнштейна, так же как и в квантовой теории, формулировка скрытых законов природы дается в последней инстанции уравнением поля. Поэтому основная задача единой теории поля состоит в корректном выборе уравнения поля и сравнении результатов с экспериментальными наблюдениями. В этом отношении любая попытка разработки квантовой теории единого поля имеет большие шансы на успех, чем старая теория Эйнштейна. В настоящее время известно столько вещей о спектре элементарных частиц, об их взаимодействии, о правилах отбора в преобразованиях и т. д., что относительно легко, несмотря на большие математические трудности, проверить, способно ли данное уравнение поля, предложенное в качестве фундаментального закона, дать результаты, соответствующие наблюдениям.

Для открытия фундаментального уравнения поля, вытекающего из анализа экспериментов, нужно обратиться к законам сохранения, правилам отбора и эмпирическим квантовым числам. Уже сорок лет как благодаря математике физики узнали, что эти отношения обязаны симметриям, «групповым свойствам» скрытых законов природы.

Следовательно, эмпирические данные раскроют структуру группы фундаментального уравнения поля, и вполне возможно, что структура группы совместно, может быть,

с небольшим количеством других правдоподобных постулатов, определит однозначно это уравнение.

Анализ спектра и правил отбора предоставил бы прямую методику определения структуры группы скрытых законов природы, если все наблюдаемые симметрии были бы точными симметриями. Но это не так. Существуют приблизительные симметрии, как-то: группа изоспина и группы высшего ранга, как SU_3 , SU_6 , SU_{12} и т. д., верных лишь в очень грубом приближении. В этом случае имеется выбор лишь между двумя возможностями: либо предположить, что скрытый закон инвариантен в отношении операций рассматриваемой группы, но затем симметрия нарушается; либо, что симметрия не свойственна скрытому закону, но приблизительная симметрия происходит от динамики системы. Экспериментальный критерий позволит различить указанные две возможности. В первом случае наблюдались бы, согласно одной теореме Гольдстона, бозоны с нулевой массой покоя, ответственные за нарушение симметрии. Во втором случае не должно существовать подобных частиц. Для группы изоспина действительно наблюдаются электромагнитное поле и фотоны с нулевой массой покоя, ответственные за нарушение симметрии. Для групп более высокого ранга SU_3 , SU_6 и т. д. подобные частицы не обнаружены. Считая это окончательным результатом анализа, приходим к следующему заключению: скрытый закон природы должен быть инвариантным относительно операций группы Лоренца, группы изоспина и некоторых других групп (последние соответствуют числам барионов и лептонов, странности и электрическому заряду). Существует лишь одно простое дифференциальное нелинейное уравнение, содержащее эти симметрии, и, следовательно, естественно принять это уравнение за основу теории единого поля. Дифференциальный характер уравнения выпукло выявляет соотношение между причиной и следствием, которое иногда называют релятивистской причинностью. Релятивистская причинность совместима с квантовой теорией, и ее заключения, по видимому, находятся в хорошем согласии с наблюдениями процесса столкновения.

Исходя из этого нелинейного спинорного уравнения, получают известное число обнадеживающих результатов, делающих вероятным, по моему мнению, что указанное уравнение составляет корректную основу физики элемен-

тарных частиц. Я не могу подробнее остановиться на этом пункте. Вместо того чтобы обсуждать очень специфические следствия этой квантовой теории единого поля, я хотел бы сравнить ее общую структуру и результаты с прежней программой Эйнштейна. В центре новой теории оказываются сильные взаимодействия, в которых участвует большинство наиболее элементарных частиц, барионы и мезоны, представляющих полную симметрию уравнения. Эйнштейн в своих попытках единой теории не рассматривал частицы с сильным взаимодействием и соответствующее поле частично потому, что он не мог допустить квантового отношения между полем и частицей и частично потому что в то время были известны лишь некоторые из этих полей и частиц. Поэтому обе теории весьма отличаются в этом отношении.

Все же электромагнитное поле охватывалось в попытке Эйнштейна. В квантовой теории единого поля оно является как довольно специфическое поле, вытекающее из асимметрии Вселенной в преобразованиях группы изоспина. На этой стадии новая теория обнаружила очень интересную связь между макроскопической структурой, космологической моделью Вселенной и свойствами элементарных частиц. Эта связь была выражена в некоторой математической форме — теоремой Гольдстона. Если скрытый закон природы инвариантен относительно некоторых преобразований (в данном случае — это преобразование относительно изопространства) и если эта симметрия нарушается асимметрией основного состояния Вселенной, то теорема гласит, что должны появиться бозоны (частицы, подчиняющиеся статистике Бозе) с нулевой массой покоя или должны появиться силы с дальним радиусом действия. Эти силы объясняют, почему свойства частиц не могут быть полностью независимыми от макроскопической структуры Вселенной. Действительно, число протонов во Вселенной сильно отличается от числа нейтронов, следовательно, реальный мир не инвариантен относительно вращений изопространства. Мы также знаем, что электромагнитные силы с дальним радиусом действия и соответствующие частицы (фотоны) имеют нулевую массу покоя. Поэтому кажется вполне естественным предполагать, что электромагнитное поле или части этого поля представляют гольдстоново поле и что его существование обязано асимметрии Вселенной в изопространстве.

Этот результат выявляет тесное сходство между инерционными силами (например, центробежными силами) и их космологическим происхождением в теории Эйнштейна, с одной стороны, и с другой — между электромагнитными силами и их космологическим происхождением в квантовой теории единого поля. В том и другом случае качественная гипотеза фундаментальной асимметрии космологической модели достаточна для однозначного количественного определения сил. В общей теории относительности величина центробежных сил получается непосредственно, если известно, что на больших расстояниях метрика стремится к евклидовой. В квантовой теории поля интенсивность электромагнитного поля или элементарный заряд определены, когда известно, что макроскопическая мода асимметрична относительно вращений изопространства. Обнадешивает то, что значение электрического заряда или его эквивалент, значение постоянной тонкой структуры Зоммерфельда, удовлетворительно совпадает с наблюдаемой величиной, как это показали Дюер, Ямамото и Ямасаки. Этот результат, вероятно, наиболее сильный аргумент в пользу нелинейного уравнения поля, предполагаемого нами.

Гравитационное поле находилось в центре единой теории поля Эйнштейна. В квантовой теории единого поля гравитация еще не рассматривалась, и ей наверняка принадлежит весьма малая роль в спектре элементарных частиц. Более того, общая методика учета гравитационного поля кажется довольно ясной. Вряд ли следует, по примеру Эйнштейна, принимать за основу общую риманову геометрию. Тирринг показал в весьма интересной статье, что можно превосходно исходить из уравнения поля, инвариантного относительно преобразований Лоренца, как-то: нелинейного спинорного уравнения. Если фундаментальное уравнение приводит, среди других асимптотических полей, к тензорному полю с дальним радиусом действия, то это асимптотическое поле может обладать всеми свойствами гравитационного поля. Эта сила с дальним радиусом действия способна вновь проявиться в связи с асимметрией основного состояния Вселенной в соответствии с теоремой Гольдстона. Итак, гравитация вновь оказалась бы следствием макроскопической структуры Вселенной, как в теории Эйнштейна.

Более того (это отметил Тирринг), поведение измерительных стержней и часов подвергалось бы влиянию такого гравитационного поля. Если четырехмерная геометрия будет доступной измерению с помощью стержней и часов, то получится риманова геометрия точно такого же типа, которую рассматривал Эйнштейн. Итак, эта геометрия — естественное, но косвенное следствие постулата, утверждающего, что измерительные стержни и часы должны подчиняться универсальному закону, выраженному уравнением поля, и что, как сказал Вайцзекер, теория единого поля должна иметь внутреннюю «семантику», собственные схемы согласованных интерпретаций.

При современном состоянии физики мы еще далеки от полного решения всех этих проблем. Существует множество феноменов в физике элементарных частиц и, возможно, в других разделах, еще не понятных в рамках теории единого поля. Но программа, вытекающая из основной идеи Эйнштейна, сохранила свою философскую мощь вопреки или, лучше сказать, благодаря всем новым экспериментальным данным об элементарных частицах, и эта программа открывает, возможно, самую увлекательную область исследований нашей эпохи.



ИСКРИВЛЕНИЕ СВЕТОВЫХ ЛУЧЕЙ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ И СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГРАВИТАЦИИ

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1907 г. в статье «О принципе относительности и его следствиях» Эйнштейн впервые предсказал искривление световых лучей в гравитационном поле. «Отсюда следует, что световые лучи, распространяющиеся не по оси X , искривляются гравитационным полем; изменение направления, как легко видеть, составляет $(\gamma/c^2) \sin\phi$ на 1 см пути света, где ϕ означает угол между направлением силы тяжести и светового луча» [1].

Той же формулы придерживался Эйнштейн и в статье 1911 г. «О влиянии силы тяжести на распространение света», предсказав: «По этой причине луч света, проходящий мимо Солнца, испытал бы отклонение, равное $4 \cdot 10^{-6} = 0,83$ дуговой секунды» [2].

Как известно, эта величина в два раза меньше, чем им же данная в 1915 г. в статье «Объяснение движения перигелия Меркурия» [3] правильная величина $1,7''$.

Распространено мнение, что ошибочность первой формулы Эйнштейна для искривления световых лучей вызвана отсутствием учета кривизны пространства. Так, в редакционном примечании 4 к статье [1] говорится: «Вычисления отклонения луча света еще не учитывали эффекта кривизны пространства, а потому привели к результату, вдвое меньше правильного».

В противовес этому мнению мы полагаем, что для вывода правильной формулы искривления световых лучей в гравитационном поле нет необходимости учитывать кривизну пространства. Мы покажем, что Эйнштейн, еще ничего не зная о кривизне пространства, мог бы уже в 1907 г. получить правильную формулу, если бы учел конечную скорость распространения гравитации.

2. ВЫВОД ФОРМУЛЫ ИСКРИВЛЕНИЯ СВЕТОВЫХ ЛУЧЕЙ

Рассмотрим следующий мысленный эксперимент.

Пусть в межгалактическом пространстве небольшой космический корабль движется инерциально. Пассажир корабля видит звездное небо. В некоторый момент он включает двигатель, дающий кораблю равномерное ускорение γ , и через t секунд его выключает ($\gamma t \ll c$). Пассажир констатирует, что видимое звездное небо изменилось. Звезда, находящаяся в направлении его ускорения (апекса), осталась на прежнем месте, а звезды, отстоящие от него на угол φ , сдвинулись к апексу, в первом приближении, на угол

$$\Delta\varphi = \frac{v}{c} \sin \varphi = \frac{\gamma t}{c} \sin \varphi, \quad (1)$$

где $v = \gamma t$ — скорость, приобретенная кораблем за время работы двигателя.

Если пассажир признает, что его скорость изменилась, т. е. изменилась его инерциальная система отсчета, он припишет изменение видимого положения звезд абберационным эффектам.

Однако согласно локальному принципу эквивалентности пассажир может считать, что корабль все время был неподвижным, но в течение тех t секунд, когда работал двигатель, его корабль находился в однородном гравитационном поле, вследствие чего незакрепленные предметы «падали» с ускорением γ , сам он чувствовал свой «вес» и т. д. Ему нужно объяснить, почему изменилось видимое положение звезд.

Он не может приписать это явление воздействию гравитационного поля на звезды, ибо свет, который он видит, был излучен звездами за десятки, сотни и миллионы лет до того, как возникло гравитационное поле. Поэтому он вынужден приписать это явление воздействию гравитационного поля на само распространение световых лучей, когда эти лучи проходят отрезок пути, на котором они подвержены действию гравитационного поля.

Определим длину этого отрезка. В момент включения двигателя сразу в корабле возникает однородное гравитационное поле. Допустим, что в окружающем пространстве это поле распространяется во всех направлениях

с некоторой одинаковой скоростью u . После выключения двигателя гравитационное поле в корабле сразу исчезает, задний фронт поля отрывается от корабля и распространяется с той же скоростью u . Итак, после выключения двигателя однородное гравитационное поле ограничено сферической оболочкой, расширяющейся со скоростью u , причем толщина этой оболочки постоянна во времени и равна $l = ut$.

Время прохождения светового луча (фотона) через эту оболочку равно

$$t' = \frac{l}{c+u} = \frac{ut}{c+u}, \quad (2)$$

и длина отрезка пути, на котором гравитационное поле действует на луч света, равна

$$l' = ct' = \frac{cut}{c+u}. \quad (3)$$

Отклонение лучей света нам известно из (1):

$$\Delta\varphi = \frac{\gamma t}{c} \sin \varphi.$$

Разделив его на l' , получаем

$$\frac{\Delta\varphi}{l'} = \frac{\gamma t}{c} \sin \varphi : \frac{cut}{c+u} = \gamma \frac{c+u}{c^2u} \sin \varphi, \quad (4)$$

или

$$\frac{\Delta\varphi}{l'} = \frac{\gamma}{c^2} \left(1 + \frac{c}{u}\right) \sin \varphi \quad (5)$$

на 1 см пути.

Если $u = \infty$ (ньютоновское мгновенное действие на расстоянии), то

$$\frac{\Delta\varphi}{l'} = \frac{\gamma}{c^2} \sin \varphi,$$

т. е. формула Эйнштейна 1907 г.

Если $u = c$, то

$$\frac{\Delta\varphi}{l'} = \frac{2\gamma}{c^2} \sin \varphi,$$

т. е. формула Эйнштейна 1915 г.

Таким образом, точное измерение отклонения световых лучей в гравитационном поле позволило бы экспериментально определить скорость распространения гравитации.

Мы намерены, однако, показать, что равенство скорости распространения гравитации и фундаментальной скорости c теоретически вытекает непосредственно из специальной теории относительности и принципа эквивалентности.

3. ГРАВИТАЦИОННОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ И СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГРАВИТАЦИИ

В статьях [1, 2] наряду с искривлением световых лучей Эйнштейн предсказал также гравитационное смещение частоты, дав для него приближенную формулу (при $\Delta\Phi/c^2 \ll 1$):

$$\frac{v}{v_0} = 1 + \frac{\Delta\Phi}{c^2}, \quad (6)$$

где $\Delta\Phi$ — разница гравитационного потенциала между приемником и источником.

Впоследствии эта формула была подтверждена качественно и более менее точно количественно как астрономическими наблюдениями, так и лабораторными экспериментами с помощью эффекта Мёссбауэра [5].

Как мы показали в работе [6], эта формула является прямым следствием релятивистского закона сложения скоростей и механического принципа эквивалентности (узкого принципа эквивалентности), вытекающего из равенства тяжелой и инертной масс и известного задолго до создания специальной теории относительности.

Поэтому формула (6) столь же достоверна, сколь достоверна релятивистская формула сложения скоростей, т. е. сколь достоверна специальная теория относительности.

Опираясь на формулу (6), мы теперь покажем теоретическую необходимость равенства скорости распространения гравитации и фундаментальной скорости c .

Вернемся к нашему мысленному эксперименту. Пусть пассажир корабля наблюдает частоту ν_1 , одной из спек-

тральных линий какой-либо звезды до включения двигателя, и ее же частоту ν_2 после выключения двигателя. Рассматривая это явление как следствие изменения скорости корабля, имеем приближенно

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = 1 + \frac{v \cos \varphi}{c} = 1 + \frac{\gamma t}{c} \cos \varphi. \quad (7)$$

Считая же, что корабль остался неподвижным, мы должны приписать изменение частоты тому, что луч света прошел через расширяющуюся сферическую оболочку, где имеется однородное гравитационное поле. Так как толщина этой оболочки $l = ut$, то луч прошел через разницу гравитационного потенциала

$$\Delta\Phi = \gamma ut \cos \varphi, \quad (8)$$

и гравитационное смещение согласно (6) равно

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = 1 + \frac{\Delta\Phi}{c^2}. \quad (9)$$

Из (7) и (9) имеем

$$\frac{\Delta\Phi}{c^2} = \frac{\gamma ut \cos \varphi}{c^2} = \frac{\gamma t \cos \varphi}{c},$$

откуда $u = c$.

4. БОЛЕЕ ПОДРОБНОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Пусть в отсутствие «истинной» гравитации (обусловленной наличием масс) два космических корабля, приемник и источник, достаточно отдаленные друг от друга, чтобы можно было пренебречь параллаксом, движутся инерциально, с одинаковыми или неодинаковыми скоростями — безразлично.

Пусть один из них, например, приемник, на t секунд включает свой двигатель, считая себя при этом неподвижным.

Опишем более подробно, как будет изменяться воспринимаемая приемником от источника частота света ν . До включения двигателя воспринимаемая частота была ν_1 . После включения двигателя и до его выключения толщина сферической оболочки, где локализовано однород-

ное гравитационное поле, увеличивалась от 0 до ct , поэтому вследствие гравитационного смещения частота ν_1 изменилась до ν_2 . После выключения двигателя толщина сферической оболочки оставалась постоянной, и поэтому ν_2 больше не изменялась. Когда передний фронт оболочки достиг источника, то толщина ее между приемником и источником стала уменьшаться до 0, вследствие чего уменьшилось гравитационное смещение, что компенсировалось доплер-эффектом, поскольку источник начал «падать», изменяя свою скорость. После того как задний фронт гравитационного поля прошел дальше источника, последний перестал «падать», продолжая дальше двигаться инерциально; гравитационное смещение равно 0 и частота ν_2 обуславливается доплер-эффектом.

Рассмотрим еще случай, когда включается двигатель источника, а не приемника, считая при этом источник неподвижным. Лучи, испущенные до включения двигателя, не подвергаются никакому воздействию и доходят до приемника с частотой ν_1 . Лучи, испускаемые во время работы двигателя, не подвержены гравитационному смещению, ибо, двигаясь с той же скоростью, что и гравитационное поле, не проходят разницы потенциала. Однако, когда гравитационное поле доходит до приемника, последний начинает «падать», изменяет свою скорость, и в силу доплер-эффекта ν_1 изменяется постепенно до ν_2 . После прохождения заднего фронта гравитационного поля дальше источника «падение» последнего прекращается и больше не изменяется, оставаясь равным ν_2 .

5. СЛУЧАЙ МЕХАНИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Мы должны показать, что результаты, полученные в разделах 3 и 4 настоящей статьи, остаются в силе и в случае применения механических сигналов, например, пулементных пуль. Для упрощения выкладок будем полагать, что скорость w этих пуль мала ($w \ll c$).

Рассмотрим сначала случай, когда ускорению подвергается приемник. До включения двигателя пули приходят с частотой ν_1 , а после выключения — с частотой ν_2 . Если считать это следствием изменения скорости

приемника, то

$$\frac{v_2}{v_1} \approx 1 + \frac{\gamma t}{w} \cos \varphi.$$

Теперь будем считать, что приемник неподвижен. Тогда пули, пришедшие до включения двигателя, имеют частоту v_1 , а пули, выпущенные источником после того, как через него прошла сферическая оболочка и он, «падая», получил дополнительную скорость $\gamma t \cos \varphi$, будут иметь частоту v_2 . Те же пули, которые по пути встретились со сферической оболочкой толщиной ct , в которой локализовано однородное гравитационное поле, изменили свою скорость на $\gamma t \cos \varphi$, в силу чего они также приходят с частотой v_2 . Теперь рассмотрим случай, когда ускорению подвергается источник.

Ясно, что пули, пришедшие к приемнику до включения двигателя источника, имеют частоту v_1 , а пули, выпущенные источником после выключения двигателя, придут с частотой v_2 , ибо к моменту их прихода приемник обладает дополнительной скоростью $\gamma t \cos \varphi$, приобретенной при проходе через него сферической оболочки. Что же касается пуль, выпущенных до включения двигателя источника, но пришедших к приемнику после сферической оболочки, то они были настигнуты по пути сферической оболочки, благодаря чему также получили дополнительную скорость $\gamma t \cos \varphi$, и поэтому их частота равна v_1 .

6. О ФОРМУЛИРОВКЕ ВТОРОГО ПОСТУЛАТА СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В свете вышеизложенного нам кажется целесообразным видоизменить формулировку второго постулата специальной теории относительности; именно, «что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью v , не зависящей от состояния движения излучающего тела» [7].

Исторически эта формулировка вполне оправдана, ибо специальная теория относительности была построена в первую очередь для устранения противоречий между

классической теорией электродинамики и экспериментами.

Однако, как отмечает М.-А. Тоннела, «эта теория представляет объяснение не какого-либо частного физического феномена, а является кинематикой и динамикой общего характера, на фоне которых описываются многочисленные феномены» [8].

К этому числу относятся и электродинамические феномены, но специальная теория относительности логически не связана обязательно с ними. Так, например, одновременность событий и синхронизация часов в какой-либо определенной инерциальной системе отсчета определяются Эйнштейном с помощью световых сигналов, но могли бы определяться с тождественным результатом и с помощью других сигналов, например механических, лишь бы скорость этих сигналов была изотропна. В сущности постоянство скорости света потребовалось Эйнштейну лишь для перехода из одной инерциальной системы в другую и рассматривалось им как экспериментальный факт.

Мы знаем, что скорость света в среде зависит от коэффициента преломления среды и от частоты спектральной линии, поэтому и говорится о скорости света в *пустоте*. Если бы, паче чаяния, оказалось, что скорость света в пустоте зависит от скорости источника в соответствии с релятивистским законом сложения скоростей, означало бы это опровержение специальной теории относительности? Конечно, нет. Это означало бы лишь то, что фигурирующая в формулах теории относительности скорость c есть некоторая фундаментальная скорость, а не скорость света.

В принципе можно построить специальную теорию относительности, ничего не зная о свете и его скорости. С помощью достаточно точных чисто механических опытов можно было бы установить экспериментальный факт неточности классического закона сложения скоростей и справедливости закона сложения скоростей, в котором фигурирует величина c , т. е. релятивистского закона сложения скоростей. Тогда величина c имела бы с самого начала значение фундаментальной скорости, а не скорости света.

В противовес этому, скорость распространения гравитации не зависит, по-видимому, от среды, являясь пря-

мым следствием принципа эквивалентности, т. е. экспериментального факта равенства тяжелой и инертной масс, имеющего общезначение.

С этой точки зрения, если уж отождествлять фундаментальную скорость со скоростью какого-либо физического феномена, то следовало бы ее отождествлять со скоростью распространения гравитации.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. I, стр. 113. Изд-во «Наука», 1965.
2. А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. I, стр. 174. Изд-во «Наука», 1965.
3. А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. I, стр. 442. Изд-во «Наука», 1965.
4. А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. I, стр. 114. Изд-во «Наука», 1965.
5. Р. В. Паунд. О весе фотонов. УФН, 1960, 72, 4, 673—683.
6. А. Г. Баранов. Гравитационное смещение. Эйнштейновский сборник, 1967, стр. 215—232. Изд-во «Наука», 1967.
7. А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. I, стр. 7. Изд-во «Наука», 1965.
8. М.-А. Tonnelat. Les verifications experimentales de la Relativité générale. Rend. Semin. mit Univ. e Politecn. Torino, 1965/1966, 25, 5.



ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ И НАБЛЮДЕНИЯ ¹

В связи с 50-летней годовщиной опубликования общей теории относительности Эйнштейна [1] уместно рассмотреть заново экспериментальные подтверждения этой теории и их место в современной физике. На первый взгляд кажется, что для большинства современных специализированных физических дисциплин гравитация имеет малое значение. Однако ряд наиболее загадочных и трудных физических проблем тесно связан с этим явлением.

В этой статье я не пытаюсь говорить от имени сторонников общей теории относительности или сделать обзор текущих теоретических разработок. Как экспериментатора меня больше всего интересует значение экспериментов и наблюдений в качестве единственной надежной основы наших убеждений. Однако эти наблюдения не могут быть обсуждены вне теоретических рамок, и со времени Эйнштейна абстрактные идеи представили основные доводы для этих рамок. Следовательно, прежде чем обсуждать наблюдения, необходимо представить теоретически продуманную картину. Я укажу, насколько теоретическая структура опирается на общие физические принципы, и представлю наблюдения в поддержку этого мнения. Но прежде всего я сделаю сжатый набросок отношений гравитации к другим разделам физики.

Гравитация слишком слаба, чтобы представить интерес в качестве взаимодействия, связывающего между собой атомы или ядра, и мы знаем слишком мало о структуре элементарных частиц для суждения об ее значении там. Хотя гравитационное поле, образованное

¹ Robert H. Dicke. 'Gravitational Theory and Observation. Physics Today. January 1967, p. 55—70.

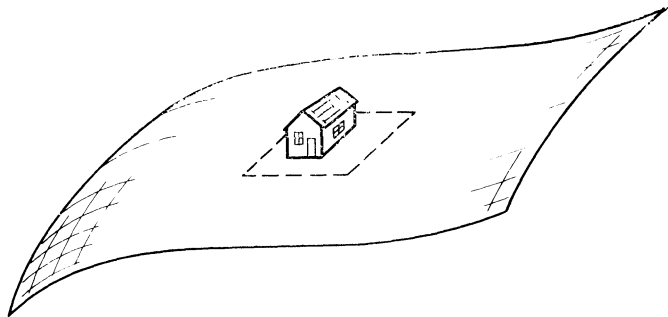
за пределами лаборатории астрономическими телами, по-видимому, значительно, оно, согласно принципу эквивалентности Эйнштейна (при пренебрежении гравитационным градиентом), эквивалентно в небольшой области пространства, такой, как занимаемая лабораторией, земному равномерному ускорению лаборатории. Специалисту-физику, занимающемуся сейчас в лаборатории атомными или ядерными проблемами, нет надобности учитывать гравитацию. Если же рассматривать большие масштабы, астрономические тела, большие динамические системы, Вселенную, то привлекают гравитационные явления.

Рассматривая Вселенную, мы знаем из наблюдений, что она равномерно расширяется со скоростью, которая, будучи экстраполирована линейно назад, показывает, что она была полностью коллапсирована 10^{10} лет тому назад. Как видно по распределению галактик и радиоисточников, Вселенная, по-видимому, совершенно однородна и изотропна. Представляется также, что она наполнена скорее материей, чем смесью материи и антиматерии. Откуда эта симметрия? Почему материя, а не антиматерия? Почему одна из них? В структуре общей теории относительности нет ничего, что требовало бы однородности и изотропности Вселенной или ее наполнения материей. У нас нет никаких идей, почему Вселенная так устроена.

ОГНЕННЫЙ ШАР И ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

Меня волнует то, что наблюдения теперь на пяти различных длинах волны продолжают подтверждать убеждение, что космос заполнен излучением черного тела при температуре 3°K , адиабатически расширившимся и охладившимся остатком горячего рождения Вселенной. Но я боюсь говорить о «рождении» Вселенной, ибо полагаю, что Вселенная не была «рождена», а скорее эволюционизировала из прежней коллапсированной фазы, что позволяет нам [2] предположить существование до сих пор этого реликтового излучения.

Можно полагать, что во время коллапса Вселенной энергия электромагнитного поля и нейтринного излучения чрезвычайно возрастает аналогично излучению при



Р и с. 1. Лаборатория слишком мала, чтобы воспринять влияние большой кривизны пространства

адиабатическом сжатии, пока, наконец, не достигается тепловое равновесие при температуре свыше 10^{10}°K . Неизвестным в настоящее время образом этот коллапс может быть обратим, т. е. Вселенная расширяется от этого очень горячего состояния. При этом высокая температура необходима для переработки загрязненной материи от прежнего цикла Вселенной в чистый водород, составляющий основу нашей молодой галактики.

После этого предположения чернотельное излучение было открыто Арно Пензиасом и Робертом Вильсоном [3] и подтверждено Ролем и Вилькинсоном [4]. Это открытие подкрепляет, видимо, идею о коллапсе, предшествующем расширению Вселенной. Однако Хавкинг [5], основываясь на предшествующей работе Пенроуза [6], показал, что в пределах рамок общей теории относительности и при весьма общих условиях во время коллапса развивается сингулярность. Полное значение этого обстоятельства еще не выявилось. Оно может представлять основное несоответствие той или иной теории или физической модели и может быть разрешено лишь с учетом квантовых эффектов [7].

Значительно раньше Гамов [8] постулировал горячую вначале Вселенную, пытаясь объяснить образование тяжелых элементов при ядерных реакциях. Он и его сотрудники развивали эти идеи [9], но в конечном счете эта схема отпала из-за неспособности давать элементы значительно тяжелее гелия. Позже Р. Дж. Тэйлор и Фред

Хойл [10] возродили эту схему как способ образования гелия.

По-видимому, Пибль [11] первый произвел аккуратный и детальный расчет этого процесса образования гелия. Он также отметил важную связь между частичным образованием гелия в «огненном шаре» и плотностью и температурой черного излучения Вселенной в настоящее время. Эта связь обуславливает строгим образом скорость расширения Вселенной, следовательно, гравитационную теорию. Два результата недавних наблюдений имеют большое значение для теории Пибля. Первый — неопубликованный результат наших коллег Р. Б. Парtridge и Вилькинсона: излучение огненного шара чрезвычайно изотропно в своем распределении. Это имеет большое значение, так как указанное излучение весьма скоро становится независимым от материи, в предположении небольшого количества ионизированного междугалактического газа, и поэтому отображает изотропность очень молодой Вселенной. Второй — недавнее наблюдение [12] весьма старой звезды горизонтальной ветви, показавшее, что ее содержание гелия на порядок меньше, чем предсказывает теория Пибля. Пока трудно указать, в чем состоит затруднение. Спектроскопическое толкование может быть ошибочным. Предположение об изотропности в теории Пибля кажется оправданным. Плотность масс во Вселенной, по-видимому, достаточно хорошо известна. Здесь, может быть, лежит основное затруднение в гравитационной теории. В этой связи интересно отметить, что в нижеописанной скалярно-тензорной теории гравитации дается объяснение столь малого содержания гелия.

Это лишь некоторые примеры увлекательных вопросов, встречающихся сегодня в области космической физики, где преобладает гравитация. Имеется много и других. Существуют ли в пространстве гравитационные волны? Что такое квазары? Может ли выгоревшая звезда, коллапсируя гравитационно, образовать нейтронную звезду? Еще более увлекателен вопрос о непрерывно взрывающихся звездах, которые с точки зрения внешнего наблюдателя перестают существовать во всех отношениях, кроме гравитационного поля. Пенроуз [6] показал, что такое решение уравнений Эйнштейна не может сохраняться неограниченно долго, а развивается в сингулярность за конечное время. Опять же, что эти раздражаю-

щие сингулярности нам говорят? (см. в ссылке [7] интересное развитие различных аспектов теории гравитационного коллапса).

По-видимому, физик, оставляющий свою лабораторию и исследующий физику в широком масштабе, вознаграждается множеством увлекательных гравитационных проблем. В перспективе, открывающейся общей теорией относительности, крошечный участок координатной системы, занимаемый физической лабораторией, слишком мал, чтобы обнаружить значительные эффекты кривизны. Специальная теория относительности работает вполне хорошо. Все же этот крошечный участок — лишь незначительная часть целого, и лабораторная физика не может быть действительно законченной в отрыве от физики внешнего мира.

ЕСЛИ БЫ ЭЙНШТЕЙН ЭТОГО НЕ СДЕЛАЛ

Если по какой-нибудь случайности Эйнштейн не развил бы общую теорию относительности и проблема гравитации осталась бы не разработанной в прошлой половине столетия, ожидая одного из современных блестящих молодых теоретиков поля, легко отгадать, как она была бы решена. Этот теоретик не стал бы привносить эйнштейновские обременительные философские аргументы и новый ряд релятивистских принципов. Скорее всего он подошел бы к вопросу гравитации в рамках специальной теории относительности как к элементарной задаче классической теории поля, и он добился бы успеха. В первую очередь он попытался бы приспособить старую теорию гравитации Исаака Ньютона в качестве лоренц-инвариантной нуль-массовой теории скалярного поля, связанного повсеместно с массовыми частицами. Некоторые результаты его бы удовлетворили. Он нашел бы, что эта теория дает корректное объяснение весьма точного нулевого результата эксперимента Этвеша [13], соответствующего тому, что все тела падают с одинаковым ускорением [14]. Однако эта теория потерпела бы неудачу в объяснении гравитационного отклонения света и дала бы ошибочное релятивистское вращение перигелия Меркурия. (Историческое замечание: эта скалярная теория была впервые опубликована в 1912 г. Норд-

стремом [15], и имеется достаточное основание верить, что Эйнштейн [16] мог еще ранее сформулировать более или менее такую же теорию.)

Можно также предсказать и следующий шаг.

После того, как он убедился бы, что ни спинорная, ни векторная теория гравитации не в состоянии объяснить наблюдаемое постоянство гравитационного ускорения, независимое от состава тела, он стал бы рассматривать некантовую теорию безмассового тензорного поля. Эта теория объяснила бы независимость гравитационного ускорения от состава тела, гравитационное отклонение света и вращение перигелия Меркурия в согласии с наблюдениями.

Две особенности этого развития могут воодушевить при философском осмысливании. Во-первых, эта теория, по-видимому, содержит два различных подхода к инерциальному эффекту. Во-вторых, тензорное поле так искривляет измерительные стержни и часы по сравнению с метрикой Минковского, что они не в состоянии измерить эту метрику, единственно допускаемую для геометрии. Уравнения движения получаются из вариационных уравнений, содержащих в себе лагранжиан свободной частицы и взаимодействие частицы с тензорным полем h_{ij} . Это взаимодействие — квадратичное в надлежащим образом определенной четырех-скорости частицы u^i (чтобы быть инвариантным для преобразований Лоренца)

$$0 = \delta \int \left[\frac{1}{2} m u_i u^i + h_{ij} u^i u^j \right] d\tau,$$

$$u^i = dx^i/d\tau.$$

Получаемые уравнения Эйлера для движения частицы содержат два вида тензорных сил: силу, пропорциональную квадрату четырех-скорости, и силу, пропорциональную ускорению частицы. Первую можно назвать гравитационной, а вторую — инерционной силой, действующей на частицу. Итак, по-видимому, в этой теории имеются два инерциальных эффекта. Один из них — это сила, зависящая от ускорения и происходящая от взаимодействия с тензорным полем сил. Другой эффект — геометрический и представляет собой ускорение, «оказываемое» тензорной силой, действующей на частицу так же, как и другие силы. Уравнение движения, в отсут-

ствие других сил, имеет вид

$$m \frac{d}{d\tau} u_i = \left[\frac{\partial h_{jk}}{\partial x^i} u^j u^k - 2 \frac{\partial h_{ij}}{\partial x^k} u^j u^k \right] - 2h_{ij} \frac{d}{d\tau} u^j,$$

масса \times ускорение = гравитационная + инерционная сила. Двойственность инерциальных эффектов наводит на мысль, что один из них может быть лишним. При этой ситуации возникают два вопроса:

а) может ли левая часть этого уравнения быть равной нулю, а второй закон Ньютона быть измененным следующим образом: частица движется так, что полная сила, действующая на нее, равняется нулю?

б) с другой стороны, можно ли отбросить тензор поля сил, обобщить метрический тензор Минковского и представить состояние поля как тензор метрики геометрии Римана? Мы вернемся к этим вопросам.

ОТКЛОНЕНИЕ И ИСКРИВЛЕНИЕ

Как упомянуто выше, второй замечательный эффект взаимодействия тензорного поля со световыми лучами и материей — это отклонение световых лучей и кажущееся искривление, наведенное в материи. Это «искривление» относится к базисной метрике Минковского. Вследствие универсального характера искривления оно локально незаметно; оно не проявляется при измерении тел локальными эталонами массы, длины и времени, основанными на использовании атомов. Итак, искривленные измерительный стержень и часы, построенные из вещества, не измеряют метрику Минковского, которая на самом деле, следовательно, ненаблюдаема.

Поскольку искривление материи ненаблюдаемо, самое лучшее, конечно, это отрицать его существование. Итак, геометрия, измеренная посредством световых лучей, стержней и часов — риманова. Тензор метрики этой геометрии — линейное сочетание тензора Минковского и тензора гравитационного поля. Прежний ненаблюдаемый тензор метрики Минковского сливается с тензором поля и лишается индивидуальности как самостоятельный элемент теории.

До некоторой степени аналогичная ситуация имела место в выше обсужденной более элементарной скалярной теории гравитационного поля. Как покажем, масса частицы, взаимодействующей со скаляром, становится функцией этого скаляра. Следовательно, длины стержней и часы, состоящие из таких частиц, суть функции скаляра. Из-за этого искажения геометрия, измеренная этими стержнями и часами, снова риманова (тензор метрики, определенный этими измерениями, соответственно плоский с поправочным коэффициентом для метрики плоского пространства, являющимся некоторой функцией от скаляра).

Хотя это искажение материи аналогично тому, которое имеет место при тензорном поле, здесь налицо важное отличие. Скалярное поле измеримо, и искривление измерительных стержней и часов в принципе наблюдаемо. Метрику Минковского можно измерить при операционно определенных гравитационных единицах. Эти единицы массы, длины и времени суть $[\hbar c/G]^{1/2}$, $[\hbar G/c^3]^{1/2}$ и $[\hbar G/c^5]^{1/2}$ соответственно, и искривление материи можно «видеть» при сравнении с этими единицами. Скалярная теория яснее, чем тензорная, выявляет тот факт, что метрические свойства физического пространства — не внутренние свойства пространства самого по себе, а вообще зависят от определения единиц и от средств, использованных для исследования пространства [17]. Очевидно, что если кто-либо из наших молодых теоретиков поля разрабатывал бы этот вопрос в рамках общепринятой лоренц-инвариантной теории поля, он неумолимо пришел бы к общей теории относительности. Он мог бы не заметить, что его тензор метрики Минковского имеет лишь формальное значение, пока он не достиг бы цели. (Историческое примечание: лоренц-ковариантные теории гравитации исследовались в последние годы Натаном Розеном [18], Сураием Гуптом [19], Ричардом Фейнманом [20] и В. Тиррингом [21].)

КАК ЭТО СДЕЛАЛ ЭЙНШТЕЙН

Это все, что касается общей теории относительности в отношении возможности ее построения. В какой степени это действительно осуществилось? Мы должны здесь

обратиться к произведениям Эйнштейна. К его статье 1916 г. [1], к его книге «Сущность теории относительности» [22] и к его «Творческой автобиографии» [16].

Вначале Эйнштейн следовал, по-видимому, тому пути, который описан выше, исследуя около 1908 г. в порядке подготовки элементы лоренц-ковариантной скалярной полевой теории гравитации [16]. По-видимому, он не считал эту теорию достаточной для опубликования. Однако в 1914 г. он публикует совместно с А. Д. Фоккером вариант теории Нордстрема, выраженный в форме, основанной на римановой геометрии [23]. Довольно удивительно, что в «Творческой автобиографии» он не упоминает о противоречии с наблюдаемым вращением перигелия, как доводом для отвержения скалярной теории. (Гравитационное отклонение света не было известно в 1916 г.) В качестве оправдания отбрасывания этой теории он выдвигает независимость гравитационного ускорения от природы тела, т. е. огромную точность опытов Этвеша и то, что под этим подразумевается. Однако, как было отмечено выше, условия опытов Этвеша так же хорошо удовлетворяются лоренц-ковариантной скалярной теорией, как и общей теорией относительности [14].

Скалярное поле искривляет материю таким образом, как это разрешает формулировка уравнений движения в римановой геометрии. Эти уравнения движения материи в некотором скалярном поле, следовательно, в римановой геометрии, имеют тот же вид, что и в общей теории относительности. В равной степени важно отношение [16] Эйнштейна к принципу Маха [24]. Он полагал, что свойство инерции пробной частицы должно определяться общим распределением материи во Вселенной, а не проявляться как внутреннее свойство абсолютного пространства, что имеет место в специальной теории относительности. Это затруднение с учетом принципа Маха подсказывает обобщение пространства Минковского в пространство Римана, с метрическим тензором, зависящим теперь от координат и подверженным влиянию распределения материи. Уравнения движения обобщенной метрики и остальная динамическая система являются общековариантными.

В этой теории гравитация рассматривается не как сила, а как свойство геометрии искривленного пространства. Бесструктурная и лишенная спина частица

под влиянием лишь гравитации движется свободно вдоль геодезического пути. Частица ускорена относительно локальной инерциальной координатной системы лишь тогда, когда некоторые силы (не гравитация) действуют на неё.

Проницательность Эйнштейна можно оценить тем, что он оказался способным прийти прямо к геометрическому описанию гравитации, не проходя вначале через построение безмассовой 2-спинорной лоренц-ковариантной теории поля.

ТРЕБУЕТСЯ ЛИ ГЕОМЕТРИЯ?

Теперь вернемся к двум вопросам, поставленным выше. Можно ли устранить гравитацию как силу и построить теорию, в которой гравитационные эффекты включены в геометрию пространства-времени? Ответ явно положительный; именно для этого построена теория типа теории Эйнштейна.

Рассмотрим второй вопрос. Можно ли отбросить требование (как априорное условие), заключающееся в том, что гравитация — геометрический феномен, и вместо этого интерпретировать ее как эффект силового поля, в геометрии без метрики, а не как в вышеописанной лоренц-ковариантной теории?

В подобной теории единственным условием априори было бы несвязанное дифференцируемое многообразие (т. е. без метрической или аффинной связи). Тензор g_{ij} интерпретируется тогда как обычное силовое поле наравне с электромагнитным или другими полями. Уравнения поля выводятся тогда из общековариантного вариационного принципа. Ответ на этот второй вопрос тоже положительный [25]. Это не устраняет возможности того, что тензор g_{ij} может играть побочную роль в качестве тензора метрики геометрии Римана. Если оказывается, что g_{ij} выполняет эту функцию, то это нужно интерпретировать как побочное свойство тензора, как характеристику, выведенную из теории, а не как априорное условие для теории. Вообще надо полагать, что различные силовые поля, воздействующие на стержни и часы, должны влиять на их структуру и, следовательно, затрагивать

характер геометрии, которую измеряют подобными единицами длины и времени.

В общей теории относительности Эйнштейна не имеет существенного значения, какое из этих двух описаний дается для вариационного уравнения и уравнений результирующего поля.

Однако геометрическое описание, конечно, предпочтительнее как наиболее наглядное. Существенное различие между обоими описаниями выявляется лишь, когда рассматривают возможные расширения или модификацию теории.

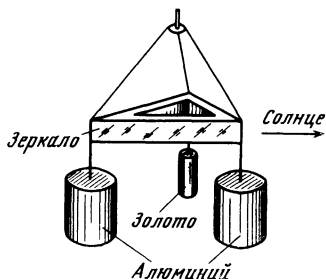
Странным, но несомненным является то, что физическая картина, вызванная теоретическим формализмом, и язык, применяемый для описания этого формализма, могут глубоко влиять на процесс творчества. Вспомним хотя бы фарадеевскую картину силовых линий и ее влияние на развитие теории электричества и магнетизма. Исторически различные злополучные попытки видоизменить общую теорию относительности для создания удовлетворительной «единой теории поля» по идее — геометричны. Это непосредственные экстраполяции, основанные на эйнштейновском геометрическом описании его формализма. Эти единые теории поля не надо смешивать с программой Уилера и его сотрудников, стремящихся, не изменяя общей теории относительности, истолковать элементарные частицы вдоль геометрических линий [26].

Прекрасное изящество общей теории относительности в эйнштейновской формулировке вытекает непосредственно из геометрической трактовки. Благодаря геометрическому обоснованию теория получила определенную и нерушимую форму. Это не сомнительная выдумка, подверженная каждый раз видоизменениям при новых измерениях. Опыт либо ее подтверждает, либо опровергает.

Теоретическая же трактовка гравитационного поля, основанная на геометрии без метрики, совершенно противоположна. Интерпретируя гравитацию как действие одного или нескольких силовых полей на вещество, определяют лишь весьма общую систему отсчета, а не единственную теорию. Можно построить множество обобщенных вариационных уравнений и теорий, приписывающих гравитацию различным сочетаниям скалярных, векторных и тензорных полей. Из подобного изобилия возможностей лишь наблюдения могут удалить

**Р и с. 2. Эксперимент Этвеша
(принстонский вариант)**

Алюминий и золото падают в направлении Солнца с одинаковым (с точностью 10^{-11}) ускорением



такие нелепости, как теорию гравитации, основанную на векторном и скалярном поле или на двух тензорных полях. В противоположность этому в рамках геометрической трактовки Эйнштейна подобные теории оказываются абсурдными с самого начала. Они устраняются философскими аргументами, на которых основывается эта трактовка.

ТЕНЗОРНО-СКАЛЯРНАЯ ТЕОРИЯ

Экспериментатор может сомневаться в том, что природа всегда следует красивому пути, и спросить, насколько наблюдения устраняют патологические полевые теории. Я попытался проделать подобное исследование [27]. Хотя я не могу утверждать, что исследовал все мыслимые общеквариантные теории, но пришел к тому, что лишь два вида теории удовлетворяют опытной проверке при современной точности. Одна из них — общая теория относительности Эйнштейна, другая — некоторая разновидность сочетания тензорной и скалярной теории гравитации.

Первый выдвинул тензорно-скалярную теорию Паскуал Йордан [28]. Она возникла из геометрических соображений — обобщения пятимерной геометрической теории О. Клейна и Т. Г. Калуза. В их формализме пятимерный метрический тензор с его 15 независимыми компонентами обеспечивает элементы, необходимые для представления метрического тензора четырехмерного

проективного пространства, четырехмерного электромагнитного потенциала и скалярного потенциала в этом пространстве. Иордан ввел этот формализм для обеспечения теоретического обоснования космологии Дирака [29].

Карл Бранс и я [30] построили теорию, которая впоследствии оказалась тесно связанной со специальным случаем теории Иордана. Это четырехмерная скалярно-тензорная теория гравитации, которая может быть выражена в не только формально различных, но физически эквивалентных видах [17]. Один из авторов дает наиболее простое описание в форме, где два гравитационных поля, тензорное и скалярное, по отдельности воздействуют на вещество.

Наш интерес к скалярно-тензорной теории гравитации был вызван затруднением, которое мы испытывали в понимании принципа Маха в рамках общей теории относительности Эйнштейна. Хотя философский принцип, такой, как принцип Маха, — слишком словесное понятие, чтобы заключать в себе недвусмысленную математическую теорию, по-видимому, Эйнштейн пришел прямо к общей теории относительности именно благодаря размышлениям над этим принципом. Очень немногие релятивисты считают теперь этот принцип существенным, предпочитая рассматривать искривленное пространство как абсолютную динамическую структуру, имеющую физический смысл даже в отсутствие всякой субстанции. Но некоторые из нас полагают, что и сейчас мы можем много почерпнуть от Маха.

С точки зрения полевой теории тензорное поле — необходимое условие для принципа Маха. Это источник инерционных сил, действующих на пробное тело. Если тензорное поле определено единственно распределением всей массы, то можно ожидать удовлетворения принципа Маха. Однако скалярное поле, взаимодействующее с веществом, оказывает влияние на инерциальные эффекты и поэтому изменяет инертную массу частицы, подверженной его воздействию. Этот вопрос относится в таком случае к скалярному полю. Нужно ли его добавить к тензорному полю для формулировки принципа Маха?

Затруднение, испытываемое нами в понимании принципа Маха в рамках общей теории относительности, легко увидеть при рассмотрении пространства внутри сфе-

рической полости с изотропным распределением масс вокруг центра. Согласно теории Эйнштейна пространство в этой сферической области плоско и инерционные свойства пробной частицы в этом пространстве не зависят от внешних масс, от их радиального распределения и радиального движения. При направлениях инерциальных координатных осей, фиксированных относительно распределения внешней отдаленной материи, величина инерционного эффекта, вызванного этим распределением, не зависит от деталей радиального распределения. Иначе обстоит дело при наличии скалярного поля. Скаляр подвержен влиянию распределения внешней материи, и это возбужденное внешней средой поле, в свою очередь, влияет на инертную массу тел, на которые воздействует скаляр.

ГИРОСКОП В ОБОЛОЧКЕ

Для того чтобы говорить о величине индуцированного инерционного эффекта, необходимо дать ее операционное определение. Это можно сделать с помощью старинного эффекта Лензе — Тирринга [31]. Небольшая вращающаяся оболочка с достаточно малой массой расположена в центре широкой сферической полости. Внутри полый оболочки вращается гироскоп. Согласно как общей теории относительности, так и тензорно-скалярной ось вращения этого гироскопа прецессирует в ответ на изменение тензорного поля, вызванное вращающейся оболочкой.

С точки зрения принципа Маха прецессия гироскопа отражает результат противоборства массивной оболочки и остальной Вселенной в определении инерциальной координатной системы внутри оболочки. Можно ожидать, что оболочка выиграет или проиграет борьбу, т. е. прецессия гироскопа увеличится или уменьшится в зависимости от большей или меньшей отдаленности внешней материи от оболочки.

При выборе координатной системы, в которой гироскоп не прецессирует, безразмерное отношение угловой скорости массы оболочки к угловой скорости отдаленной материи может считаться мерой (отнесенной к центру оболочки) величины отношения инерционного эффекта,

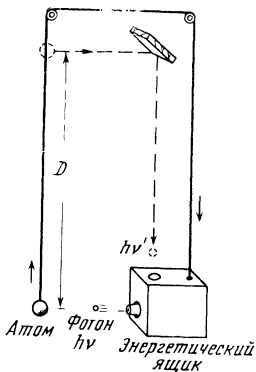


Рис. 3. Машина красного смещения

Оператор посылает фотон, возбуждающий атом. Атом поднимается на высоту D с помощью подъемного механизма, находящегося в энергетическом ящике. Затем атом испускает фотон и опускается в начальное положение. Нулевой результат эксперимента Этвеша подсказывает, что возбужденный атом тяжелее невозбужденного на величину ghv/c^2 . Дополнительная работа, необходимая для подъема возбужденного атома, приблизительно равна $g(hv/c^2)D$. Из закона сохранения энергии имеем $hv' - hv = gD(hv/c^2)$

вызванного распределением внешних масс, к эффекту от массы оболочки. Оболочку небольшой массы вместе с внутренним гироскопом нужно рассматривать как измерительный прибор. Безразмерное отношение угловых скоростей представляет меру инерционного эффекта, возбужденного локально отдаленной материей, в единицах, заданных массой оболочки. В общей теории относительности это отношение не зависит от количества и распределения отдаленной материи. В тензорно-скалярной теории инерционный эффект, вызванный отдаленной материей, увеличивается при уменьшении ее расстояния или при увеличении ее количества [30].

Какие локально наблюдаемые следствия получаются в тензорно-скалярной теории об увеличении инерционной индукции отдаленной материей? Это неразличимые эффекты в негравитационной физической лаборатории, ибо инертные массы всех элементарных частиц должны сравниваться с фундаментальной гравитационной массой $[\hbar c/G]^{1/2}$. Но ускорения тел, взаимодействующих гравитационно, должны уменьшаться [30].

Это можно интерпретировать как следствие увеличения отношения инертной массы к гравитационной массе всех местных тел.

Проблема понимания принципа Маха в рамках общей теории относительности отмечалось с самых первых дней существования теории относительности [22, 32]. По-видимому, сейчас общераспространено отрицать существенное значение принципа Маха для гравитации. Если же этот

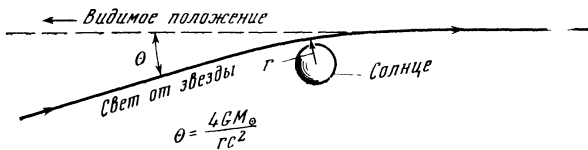
принцип признается в общей теории относительности, то нужно исключить, очевидно, неподходящие распределения масс как немахистские. Ясно, что совершенно пустое пространство должно исключаться в соответствии с принципом Маха о том, что инерционные эффекты обязаны отдаленной материи. Но должны быть также исключены распределения с незначительным содержанием внешней материи, ибо мы рассматриваем ситуацию, где материя — источник динамического эффекта, а не та, где она служит лишь как метки пространства, в остальном пустого. Ньютон, используя крошечные фонарики во внешнем пространстве, удачно показал, как сформулировать, что такое «реальное» физическое пространство. Но не так обстоит дело у Маха! Он требует, чтобы материя была действительной причиной инерционного взаимодействия.

Эйнштейн [22] считает, что в общей теории относительности замкнутое пространство, статическое, однородное и изотропное распределение материи подходят под принцип Маха. Недавно Уилер [33] и Хёнль [34] пришли к выводу, что допустимы произвольные решения с замкнутым пространством полевых уравнений Эйнштейна. В дополнение Уилер [33] отметил в подробном обсуждении принципа Маха, что при его толковании можно ожидать независимость постоянной прецессии Лензе — Тирринга от радиального распределения внешней материи в замкнутом пространстве. По-видимому, здесь существует почва для разногласий. Возможно, что принцип Маха не существует для гравитации. Но если он существует, то возможны различные интерпретации этого принципа. Может быть, одно наблюдение даст нам ключ для понимания этого важного вопроса философии.

Было отмечено, что масса частицы, взаимодействующей со скалярным полем, есть функция скаляра. Это столь интересный результат, что стоит его доказать элементарным путем в случае теории Нордстрема. Лоренц-ковариантное уравнение движения частицы, взаимодействующей со скалярным полем, имеет вид

$$dP_i/d\tau = -\partial\varphi/\partial x^i, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (1)$$

где φ — переменное скалярное поле и τ — собственное время. Для частицы, падающей в статическом поле, $\partial\varphi/\partial x^4 = 0$ и $P_4 = \text{const}$. Поэтому энергия частицы



Р и с. 4. Гравитационное отклонение света

$P_4 = m/(1 - v^2)^{1/2}$ постоянна, даже если скорость ее меняется. Отсюда ясно, что m переменна. Вообще, при умножении уравнения (1) на компоненты четырех-скорости u^i получается $m = m_0 \exp(-\varphi)$.

В этой теории массы всех тел изменяются в одном и том же отношении $\exp(-\varphi)$, что делает изменение недоступным наблюдению при сравнении масс двух тел между собой. Изменение массы можно наблюдать в гравитационной физике при сравнении массы частицы с фундаментальной гравитационной массой $(\hbar c/G)^{1/2}$.

Таким образом, безразмерная постоянная гравитационной связи элементарной частицы $GM^2/\hbar c$ является функцией скаляра, меняющейся как $\exp(-2\varphi)$.

Как я уже говорил, можно создать несколько формально различных, но физически эквивалентных вариантов тензорно-скалярной теории гравитации. Один из них описан выше; в нем скаляр связан с материей, масса частицы становится функцией скаляра [17]. Другим вариантом является теория, в которой скаляр не взаимодействует с материей, следовательно, не влияет на негравитационную физическую лабораторию, а связывается с инвариантом, определяемым тензорным полем [30]. В этом варианте масса частицы фиксирована, а изменяется гравитационная постоянная. Эти две теории отличаются лишь определениями единиц массы, длины и времени.

ФИЛОСОФСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Всем очевидна внутренняя слабость теории, основанной столь сильно на эпистемологических соображениях, на таких неопределенных философских принципах, как принцип Маха, и на таких критериях, как простота и изящество. Однако этим способом Эйнштейн добился изу-

мительных успехов, которые нельзя принизить. Более того, когда имеется столь мало наблюдений, философские соображения становятся существенными для ограничения числа возможных теорий до разумного предела.

Поэтому наблюдения могут рассматриваться вполне осмысленно лишь в связи с системой основных предположений, ограничивающих пределы интерпретаций.

Я делаю свои высказывания [25] с ясным признанием возможности других выборов. Прежде всего, как отмечено выше и в противоположность точке зрения большинства, меня привлекает принцип Маха. Я считаю также, что Эйнштейн прав в своем требовании общековариантности полевых уравнений физики. Это убеждение связано с принципом Маха; оно необходимо для того, чтобы при позволительно произвольной маркировке точек пространства-времени мы избежали наложения априорных условий на пустое пространство (см. [25], стр. 49). Однако я не считаю необходимым принимать эйнштейновский сильный принцип эквивалентности в качестве фундаментального предположения теории. Этот «сильный принцип» идет значительно дальше «слабого принципа», утверждающего, что все тела падают с одинаковым ускорением. Строгий принцип заключается в утверждении, что локально в свободно падающей и не вращающейся лаборатории физические законы имеют одинаковый вид и численное значение. В сочетании с общековариантностью это является весьма жесткими рамками для теории и прямо приводит к общей теории относительности. Как мы видим, эта теория находится, по-видимому, в противоречии с нашим толкованием принципа Маха. Возможно, желательно допускать большую гибкость, большую зависимость от наблюдений при определении обоснованности этого предположения. Аналогично я предпочитаю устранить требование о том, что гравитация — чисто геометрический феномен. Это предположение делается не для того, чтобы исключить возможности такого объяснения, а просто для того, чтобы наблюдения имели больший вес при обосновании теории. Я считаю, что в рамках этого и немногих других основных предположений и доступных наблюдений, подлежащих обсуждению, остаются лишь две возможности для будущих рассмотрений. Одна из них — это общая теория относительности Эйнштейна, а другая — скалярно-тензорная теория гравитации.

Между обеими теориями имеется три основных отличия, о которых нужно помнить в отношении наблюдений. В нашем варианте скалярно-тензорной теории [17, 30] гравитационное отклонение света меньше, чем в теории Эйнштейна в отношении $1 - S$, где S — фиксированный параметр (часть веса тела, обязанная скалярному взаимодействию). Аналогично ожидаемое вращение перигелия отличается от эйнштейновского в отношении $1 - 4S/3$. Третье отличие проявляется в космологии, основанной на тензор-скалярной теории. Здесь скорость изменения скаляра со временем, эффект расширения Вселенной, приводит к зависимости гравитационной постоянной от времени и к непрерывному ослаблению гравитации по сравнению с другими взаимодействиями.

В космологии Дирак — Иордана гравитационная постоянная уменьшается несколько более 10^{-10} в год. В космологии Бранс — Дикки она, грубо говоря, уменьшается в 10 раз медленнее.

Гравитационное красное смещение в общей теории относительности и в скалярно-тензорной теории одинаковое.

Сильная связь между лабораторной гравитационной физикой и структурой Вселенной (из-за скалярного поля) — это та особенность скалярно-тензорной теории, которая отталкивает многих физиков. С самого начала здравый смысл сдерживает физика и приводит к успешному развитию его науки, изолируя его проблемы, устраняя ненужные нарушения и игнорируя осложнения от остальной Вселенной. Действительно, тревожно то, что, как теперь оказалось, нельзя изолировать лабораторию, даже в принципе.

НУЛЕВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ

Что показывают наблюдения? Они простираются от нулевых измерений с высокой точностью до множества наблюдений, немногим лучших, чем качественные.

Два наиболее важных нулевых эксперимента — это проверка локальной пространственной анизотропии, осуществленная Верноном Хюгесом с сотрудниками [35] и независимо Древером [36], и наш вариант эксперимента Этвеша [13].

Ни тот, ни другой эксперимент не пригоден для выбора между общей теорией относительности и скалярно-тензорной теорией гравитации, но оба дают весьма сильное подтверждение релятивистских принципов и аргументы против таких несуразностей, как гравитационная теория на основе двух отдельных тензорных полей [37, 27] или теория со слабым влиянием векторного поля [38].

Эксперимент Хюгеса — Древена проверяет пространственную анизотропию путем определения зависимости от направления при расщеплении линий магнитных ядер в зеемановском слабом поле. Из-за движения Земли вокруг Солнца относительно остальной Вселенной этот опыт можно интерпретировать как весьма строгую проверку локальной лоренц-инвариантности.

Эксперимент Этвеша в усовершенствованном виде [13] показывает, что ускорения к Солнцу алюминия и золота равны с точностью 10^{-11} . Этот эксперимент совместим с сильным принципом эквивалентности Эйнштейна. Ошибочно, однако, считать, что этот эксперимент — достаточная проверка для сильной эквивалентности. Этот принцип содержит аспекты [25], лежащие полностью за пределами этого эксперимента.

Многочисленные эксперименты над элементарными частицами высокой энергии и точность спектроскопических экспериментов, демонстрирующих степень обоснованности специальной теории относительности, являются также в некотором ограниченном смысле и гравитационными экспериментами; они дают детальное оправдание нашей картины пространства, как видно, в малом участке координат. К несчастью, эти наблюдения не помогают в выборе между двумя видами гравитационных теорий.

Другая, вообще говоря, важная, но не обнаруживающая различия между двумя типами теорий проверка гравитационной теории — это проверка гравитационного красного смещения. После очень трудной работы Паунда, Снидера и других сотрудников метод, использующий эффект Мёссбауэра, усовершенствован до точности в 1% [39]. Лучшее наблюдение красного смещения спектроскопических линий Солнца имеет точность около 5% [40].

БУДУЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Мы ожидаем результат опыта, предложенного Леонардом Шиффом [41] и подготавливаемого Вильямом Фаирбанком с сотрудниками в Стэнфорде; опыт заключается в измерении прецессии волчка на орбите вокруг Земли в искусственном спутнике. Он должен быть в состоянии показать прецессию Лензе — Тирринга, обязанную вращению близкой Земли. Он должен также показать большую геодезическую прецессию, обусловленную движением волчка вокруг Земли. Этот эксперимент представляет для меня особый интерес, так как он в состоянии показать различие между общей теорией относительности и тензор-скалярной теорией.

Эксперимент, подготавливаемый моим бывшим коллегой Генрихом Хиллом, обещает, кажется, дать хорошее измерение гравитационного отклонения света звезд Солнцем, не используя солнечного затмения. Этот эксперимент особо привлекателен, так как он представляет старое классическое наблюдение, способное выбрать между двумя теориями.

Ирвин Шапиро [42] предложил радарные наблюдения планетных орбит для получения результатов аналогичной значимости.

ИНФОРМАЦИЯ, ИМЕЮЩАЯСЯ В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ

Это все, что касается изящных подготавливаемых экспериментов. Какую же информацию мы уже имеем? Здесь ситуация скорее обескураживающая. Первое наблюдение гравитационного отклонения света было осуществлено в 1919 г. фотографированием звездного неба вблизи Солнца во время солнечного затмения. Эти наблюдения были повторены многократно в течение последнего столетия с некоторыми усовершенствованиями техники и небольшим улучшением результатов. Из-за быстрого падения температуры камеры во время затмения и необходимости калибровки снимков, снятых ночью через несколько месяцев, невозможно осуществить обычные строгие контрольные наблюдения для проверки систематических ошибок. Большинство результатов дано в табл. 1. Из-за большого

ГРАВИТАЦИОННОЕ ОТКЛОНЕНИЕ СВЕТА *

Затмение	Результат (дуговые секунды на краю солнечного диска)	Различные анализы (дуговые секунды на краю солнечного диска)	Затмение	Результат (дуговые секунды на краю солнечного диска)	Различные анализы (дуговые секунды на краю солнечного диска)
1919	$1,98 \pm 0,12$	2,0—2,2 $2,16 \pm 0,14$ 2,06 $1,95 \pm 0,09$	1921	$2,24 \pm 0,10$	$1,98 \pm 0,20$ $1,75 \pm 0,13$ 2,06 $1,96 \pm 0,11$
1922	$1,61 \pm 0,30$ $1,72 \pm 0,12$	2,2 $2,14 \pm 0,18$ 2,12 2,00 $1,83 \pm 0,20$	1936	$2,71 \pm 0,26$ 1,28—2,13	$2,70 \pm 0,40$
	$1,82 \pm 0,15$	2,1 2,07	1947	$2,01 \pm 0,27$	$2,01 \pm 0,27$ $2,20 \pm 0,35$
	1,18—2,35 1,42—2,16		1952	$1,70 \pm 0,10$	$1,43 \pm 0,16$

* Теоретическая величина, согласно общей теории относительности, равна 1,75 дуговой секунды. Таблица из Клюбера [43].

разброса и возможности существенных систематических ошибок гравитационное отклонение в настоящее время точно неизвестно. Неточность составляет не менее 10%.

Как будет показано в дальнейшем обсуждении, нас особенно интересует возможность того, что примерно 4—8% веса тела происходит от взаимодействия со скалярным полем. Ясно, что соответствующее гравитационное отклонение не может в настоящее время быть исключено при наблюдениях отклонения света порядка 1,6 угловой секунды.

ОРБИТА МЕРКУРИЯ; СПЛЮЩЕННОСТЬ СОЛНЦА

В настоящее время имеется одно лишь измерение, способное решить спор между двумя теориями. Это наблюдение вращения большой оси (или перигелия) орбиты Меркурия. Вращение относится к общепринятой системе координат, определяемой эклиптической и равнодействующими. Из-за прецессии оси вращения Земли равнодействия этой координатной системы вращаются относительно локальной инерциальной системы координат. Это вращение, а также эффект от планетных возмущений должны вычитаться из наблюдаемого вращения. Некоторое сомнение в отношении возмущения, вызванного Венерой, было устранено в 1963 г. Ее масса была тогда определена путем учета вызванной ею пертурбации орбиты «Маринер II». После вычета планетных возмущений остается излишек вращения в 43 сек/столетие , что совпадает с величиной $43,03 \text{ сек}$, найденной Эйнштейном. Доли различных эффектов во вращении перигелия приведены в табл. 2. До создания Эйнштейном общей теории относительности часто приписывали излишек вращения перигелия возмущениям от неизвестной близкой к Солнцу планеты (Вулкан), от пыли и газа вокруг Солнца или от солнечного гра-

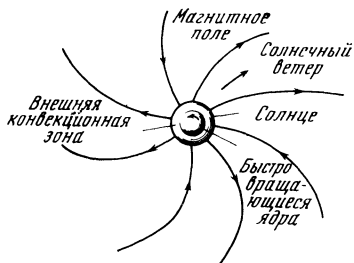
Т а б л и ц а 2

ДОЛИ УЧАСТИЯ ВО ВРАЩЕНИИ ПЕРИГЕЛИЯ МЕРКУРИЯ *

Вклад	Вращение (секунда в столетие)
Наблюдения	$5599,74 \pm 0,4$
Общая прецессия + планетные возмущения	$5566,68 \pm 0,2$
Разница	$43,1 \pm 0,5$
Возмущение, вызванное Венерой	278
» » Юпитером	154
» » Землей	90
» » Сатурном	7
Общая прецессия	5025

* Наблюдаемое вращение перигелия Меркурия и остаточное вращение после вычета общей прецессии и планетных возмущений [44].

Р и с. 5. Имеет ли Солнце гравитационный квадрупольный момент вследствие быстрого вращения ядра? Вращение внешних конвекционных зон может тормозиться магнитным тормозом, воздействующим на поверхность Солнца



витационного квадрупольного момента. Планета, достаточно большая для этого эффекта, давным-давно была бы открыта, если бы она существовала. Мы также теперь достаточно изучили солнечную корону и зодиакальный свет, чтобы исключить этот вид материи как существенную причину возмущения.

Мы не знаем достаточно хорошо внутренность Солнца, чтобы исключить существенное участие солнечного квадрупольного момента в прецессии перигелия Меркурия. Из классических астрономических наблюдений сплюснутости Солнца и движений планет мы знаем, что этот эффект недостаточен для полного излишка вращения перигелия в 43 сек/столетие . Но если Солнце обладает моментом, достаточным, чтобы вызвать ощутимую часть наблюдаемого избытка прецессии, то нельзя утверждать, что наблюдаемые 43 сек/столетие совпадают с 43 сек/столетие , предсказанными теорией Эйнштейна. В этом случае, очевидно, нет более простого выхода, чем обращение к смешанной тензор-скалярной теории. Это можно выразить количественно. Сплюснутость Солнца $\Delta r/r = 6 \cdot 10^{-6}$, $\Delta r = r_{\text{экв}} - r_{\text{пол}} = 0,06 \text{ сек}$ влекла бы за собой уменьшение релятивистского эффекта на 10%, т. е. до 39 сек/столетие [45]. Такая сплюснутость слишком мала, чтобы исключать ее, исходя из старых наблюдений.

Имеются астрономические доводы, чтобы считать разумной гипотезу о солнечном гравитационном квадруполе, обусловленном быстрым внутренним вращением Солнца [45, 46]. Среди них — выводы из наблюдений солнечного ветра, полученных с помощью некоторых искусственных спутников и планет. Эти наблюдения оказывают поддержку мнению, что магнитная структура короны обусловлена

существенным магнитным вращательным моментом на поверхности Солнца [45]. Подсчитано, что этот момент достаточен для торможения внешних конвективных слоев Солнца за время порядка нескольких сотен миллионов лет [45]. Тот факт, что эти слои еще не остановили свое вращение, показывает, что момент количества движения пополняется изнутри. Неопределенность в отношении внутреннего вращения происходит от неизвестности механизма передачи момента количества движения. Если передача осуществляется вязкостью сильно слоистого лучистого ядра, то требуемый период вращения ядра мал [45], порядка одного дня. Он может быть на порядок больше, если магнитная связь играет существенную роль. Квадрупольный момент Солнца можно определить по очертанию его поверхности без прямого наблюдения его глубоких слоев [45]. При отсутствии значительных напряжений на поверхности от магнитных полей и полей скоростей, изоповерхности P , ρ , T и Φ совпадают. Здесь Φ — гравитационный потенциал, дополненный центробежным потенциалом от вращения поверхности. Марк Гольденберг и я как раз окончили длинную серию наблюдений над сплюснутостью Солнца с помощью инструмента, предназначенного для этой цели. Данные еще обрабатываются, но мы надеемся, что будем в состоянии дать значимое заключение о сплюснутости Солнца.

ЗЕМЛЯ В КАЧЕСТВЕ АТОМНЫХ ЧАСОВ

Из обсужденных наблюдений лишь вращение перигелия Меркурия обладает однозначной интерпретацией и требуемой точностью для обеспечения строгой проверки общей теории относительности (после того как сплюснутость Солнца будет известна). Однако другая характерная особенность скалярно-тензорной теории отличает ее от общей теории относительности и, может быть, обеспечит астрофизическую или геофизическую проверку этих теорий. Как было отмечено выше, в скалярно-тензорной теории расширение Вселенной приводит к зависимости скаляра от времени и к непрерывному ослаблению гравитации по сравнению с сильным и электромагнитным взаимодействиями (т. е. к уменьшению гравитационной постоянной). Эта связь локальной физики со структурой

космоса влечет за собой ряд увлекательных следствий как для астрофизики, так и для геофизики, но, к несчастью, сложность этих феноменов мешает ясной однозначной и неоспоримой интерпретации результатов. Все же это представляет интересный подход к фундаментальной физической проблеме.

Мы рассмотрим лишь эффекты, допускающие количественное обсуждение. Подобную возможную проверку представляет механика планетных движений в солнечной системе. В атомных единицах длины и времени медленное уменьшение гравитационной силы по сравнению с сильным и электромагнитным взаимодействиями приводит к удлинению периодов обращения планет и к увеличению радиусов орбит. Такие параметры, как эксцентриситет и наклонение, адиабатически инвариантны и не изменяются ощутимо. Телескопические наблюдения за последние два столетия достаточны, чтобы выявить изменение планетных периодов, вызванное ослаблением гравитации до 10^{-11} в год, если бы имелись подходящие атомные часы для этого периода. Не имеется реальных атомных часов, работающих достаточно долго, и мы вынуждены использовать довольно жалкий вариант атомных часов — вращение Земли вокруг оси. Эти часы — «атомные» потому, что радиус Земли и, следовательно, скорость ее вращения определяются в первую очередь размерами атома.

К несчастью, вращение Земли не является очень хорошими часами. Оно подвержено флуктуациям, вероятно, из-за случайных движений жидкого ядра Земли, связанного магнитно с твердой корой. Эти нарушения длительностью порядка десятилетия достаточно велики, чтобы сделать невозможной высокую точность измерения времени за период порядка столетия.

За период в 2000—3000 лет случайные флуктуации имеют тенденцию к усреднению, и Земля становится, по видимому, хорошими часами. При сочетании информации о некотором древнем затмении Солнца с телескопическими наблюдениями за последние два столетия можно определить среднее ускорение вращения Земли за этот отрезок времени, исходя из шкалы времени, базирующейся на орбитальном движении Земли [47]. Единственная необходимая информация о полном затмении Солнца — это тот простой факт, что это затмение было полным в некоторой точке. Так как не требуется измерения ни времени,

ни углов, то каждое простое сообщение в древнем экземпляре Вавилонской газеты может быть достаточным, чтобы обеспечить подсчет точного значения среднего ускорения вращения Земли. К сожалению, редко находят ясное описание затмения и места его наблюдения. Описание может скрываться в поэме или драматическом произведении и облекаться в столь неопределенную форму, что ей могли бы завидовать оракулы Дельфия.

В табл. 3 приведены результаты, полученные из пяти наиболее надежных и пригодных затмений, описанных Фотерингом [47, 48]. В случае затмения Архилоха неизвестно, на каком из двух островов оно наблюдалось, и расчет произведен дважды, для каждого из островов. Табл. 3 показывает, что флуктуации хода часов незначительны. Это даже подсказывает, что 6 апреля 648 г. до нашей эры Архилох мог находиться на греческом острове Парос.

Т а б л и ц а 3

УСКОРЕНИЯ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ НА ОСНОВЕ СОВРЕМЕННЫХ И ДРЕВНИХ НАБЛЮДЕНИЙ *

Затмение	Время (от 1960 г.)	Ускорение [48] (10^{-11} в год)
Плутарх	-1889	$-15,4 \pm 0,1$
Флегон	-1931	$-15,6 \pm 0,2$
Гиппарх	-2088	$-16,1 \pm 0,1$
Архилох (Парос)	-2607	$-16,2 \pm 0,4$
(Тасос)		$-17,9 \pm 0,4$
Вавилон	-3022	$-16,2 \pm 0,2$

* Среднее ускорение вращения Земли от указанного до настоящего времени. Результаты получены из сочетания телескопических наблюдений с указанными затмениями. Учтены погрешности только затмений. К этому добавляется общая погрешность $\pm 0,6$ телескопических наблюдений [47].

Увеличение периода вращения Луны, наблюдаемое телескопически, позволяет произвести подсчет приливной связи Луны с Землей. В свою очередь, это позволяет найти пределы возможных значений неатмосферной приливной связи с Солнцем [49]. Атмосферная связь с Солнцем рассчитывается из барометрических флуктуаций [49]. Ре-

зультатом этого подсчета является то, что вращающий момент, тормозящий вращение Земли, лежит надежно в ограниченных пределах, и наблюдаемое ускорение вращения Земли может быть скорректировано этим эффектом.

Необходимо также внести поправку, учитывающую изменение момента инерции вследствие повышения уровня океана. Хотя эта поправка несколько сомнительна из-за неопределенности степени покрытия коры Земли водой, однако можно установить границы. Табл. 4 резюмирует эти результаты [47].

Т а б л и ц а 4

ОСТАТОЧНОЕ УСКОРЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

Механизм	Ускорение (10^{-11} в год)
Наблюдаемое ускорение вращения Земли	$-15,9 \pm 0,7$
Приливное ускорение (в зависимости от механизма)	$-25,6 - 23,5$
Эффект от поднятия уровня океана (зависит от скорости изостатического восстановления)	$+3,0 - +0,5$
Необъясненный остаток ускорения	$+4,6 - +9,2$

Если можно окончательно отказаться от геофизического объяснения этого остаточного ускорения, то это указывает на частичное ослабление гравитации порядка от $2,1$ до $4,2 \cdot 10^{-11}$ в год. Хотя обширные и тщательные исследования других объяснений не увенчались успехом [47], нельзя утверждать, что этот результат представляет неоспоримую проверку гравитационной теории. Земля — слишком сложная физическая система, чтобы можно было прийти с уверенностью к подобным фундаментальным выводам.

ВОЗРАСТ ЗВЕЗД И ГАЛАКТИКИ

Последний результат, подлежащий обсуждению, — это явное разногласие между эволюционным возрастом звезд и датированием галактики другими способами [50, 51].

После первоначального образования звезды водород в ее центре превращается в гелий. После исчерпания центрального водорода звезда весьма быстро краснеет и приобретает блеск. Теория звездного ядра [52] позволяет рассчитать продолжительность фазы горения центрального водорода, исходя из массы и состава звезды. Считают, что самые старые звезды сформировались только через несколько сотен миллионов лет после начала расширения Вселенной. В зависимости от предполагаемого первоначального содержания гелия в этих звездах и от других факторов получается возраст в пределах $(12 \div 25) \cdot 10^9$ лет. Если остановиться на недавних данных [12] о низком уровне гелия, то это указывает на возраст ближе к верхнему пределу.

Это противоречит возрасту галактик порядка $7 \cdot 10^9$ лет, исходя из распада урана [53], и возрасту в $(5 \div 13) \cdot 10^9$ лет, исходя из данных космологического красного смещения.

Возраст урана [53] основывается на технике, разработанной Вильямом, Фоулером и Хойлем [54]. Ее точность приемлема, если сделанные предположения обоснованы [51, 53]. Однако другие предположения дают возраст, больший в два раза [54]. Возраст, основанный на разбегании Хаббла, изменился коренным образом за последние двадцать лет. Изменение произошло из-за исправления прежних ошибок интерпретации. Новое значение в 10^{10} лет получено несколькими различными способами и специалистами считается довольно надежным.

Если космология, основанная на скалярно-тензорной теории, справедлива, то более сильное гравитационное взаимодействие в прошлом должно было придавать яркость звездам и сокращать их жизнь. Было показано, что, исходя из того, что 7% веса тел обязаны скалярному полю (ослабление гравитации на $(1 \div 2) \cdot 10^{-11}$ в год), можно получить возраст звезд, по-видимому, порядка $(15 \div 25) \cdot 10^9$ лет вместо теперешних $(6 \div 8) \cdot 10^9$ лет [51]. Ослабление гравитации изменило бы эволюцию Солнца [55, 56, 57].

Однако сложность и запутанность ситуации снова делают невозможным окончательное заключение. Недостатки наблюдений известны, и интерпретации могут быть ошибочными в ряде решающих пунктов.

НАБЛЮДЕНИЯ

В ПОЛЬЗУ БЕДНОГО РОДСТВЕННОКА

Что же имеем в итоге? Я представил довольно полно экспериментальные основания нашего понимания гравитации. Наблюдений столь мало, что я был склонен включить все, что может быть существенным. Я стремился указать, где имеются разумные сомнения в интерпретации.

Некоторые могут не согласиться с ограничением мною допустимых для рассмотрения теорий лишь общей теорией относительности и тензорно-скалярной теорией. Некоторые могут возражать против моего мнения о том, что тензорно-скалярная теория является разумной альтернативой теории Эйнштейна. Тем не менее наблюдения, хотя и ненадежные, по-видимому, говорят в пользу этого бедного родственника общей теории относительности.

Решающая проверка еще впереди. Результаты наблюдений над сплюснутостью Солнца скоро будут опубликованы. Результаты относительно гравитационного отклонения света и геодезической прецессии оси вращения волчка могут появиться через несколько лет.

К сожалению, высокая точность нулевых экспериментов [13, 35, 36] не дает способов для решения спора между двумя теориями. Тем не менее их значение велико, так как они представляют главную опытную поддержку нашему мнению о справедливости релятивистского обоснования теории гравитации.

Мне доставляет удовольствие признать полезность бесед с моими коллегами, особенно с Д. А. Уилером и Р. Д. Е. Пиблем. Эта работа осуществлена при содействии U. S. Office of Naval Research и National Science Foundation.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Einstein. Ann. d. Phys., 1916, 49, 769; см. русск. перевод «Собр. научн. трудов», т. I, 452—504.
2. R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. Roll, D. T. Wilkinson. Astrophys. J., 1965, 142, 414.
3. A. Penzias, R. W. Wilson. Astrophys. J., 1965, 142, 419.
4. P. Roll, D. T. Wilkinson. Phys. Rev. Letters, 1966, 16, 405.
5. S. W. Hawking. Phys. Rev. Letters, 1966, 17, 444.
6. R. Penrose. Phys. Rev. Letters, 1965, 14, 57.

7. *B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano, J. A. Wheeler.* Gravitational Theory and Gravitational Collapse. Univ. of Chicago Press. Chicago, 1965, p. 141.
8. *G. Gamow.* Phys. Rev., 1946, **70**, 572.
9. *R. A. Alpher, J. W. Follin, R. C. Hermann.* Phys. Rev., 1953, **92**, 1347.
10. *F. Hoyle, R. J. Taylor.* Nature, 1964, **203**, 1108.
11. *P. J. E. Peebles.* Phys. Rev. Letters, 1966, **16**, 410.
12. *W. L. Sargent, L. Searle.* Astrophys. J., 1966, **145**, 652.
13. *P. G. Roll, R. Krotkov, R. H. Dicke.* Ann. Phys., 1964, **26**, 442.
14. *R. H. Dicke.* Ann. Phys., 1965, **31**, 235.
15. *G. Nordstrom.* Phys. Z., 1912, **13**, 1126.
16. *A. Einstein.* Autobiographical Notes in Albert Einstein. Philosopher Scientist (P. A. Schilpp, ed.). Tudor Publ. Co., New York, 1949, p. 63; см. русск. перевод: *А. Эйнштейн.* Физика и реальность. Изд-во «Наука», 1965, стр. 131—166.
17. *R. H. Dicke.* Phys. Rev., 1962, **125**, 2163.
18. *N. Rosen.* Phys. Rev., 1940, **57**, 147.
19. *S. Gupta.* Rev. Mod. Phys., 1957, **29**, 334.
20. *R. Feynman, Chapel Hill.* Conf. on Relativity, 1957.
21. *W. E. Thirring.* Ann. Phys., 1961, **16**, 96.
22. *A. Einstein.* The Meaning of Relativity. Princeton Univ. Press, Princeton, 1922; см. русск. перевод: «Собр. научн. трудов», т. II. Изд-во «Наука», 1966, стр. 5—82.
23. *A. Einstein, A. D. Fokker.* Ann. d. Phys., 1914, **44**, 321; см. русск. перевод: «Собр. научн. трудов», т. I. Изд-во «Наука», 1965, стр. 305—312.
24. *E. Mach.* Conservation of Energy (1877). Open Court Publ. Co. Chicago, 1911, note N 1. Science of Mechanics, Open Court Publ. Co., chap. 2, Sep. 6. Chicago, 1902.
25. *R. H. Dicke.* The Theoretical Significance of Experimental Relativity. Gordon and Breach, New York, 1964, p. 211, Appendix N 4; Relativity, Groups and Topology, Les Houches, 1963 (C. De Witt, B. De Witt, eds.). Gordon and Breach, New York, 1964.
26. *J. A. Wheeler.* Geometrodynamics. Academic Press. New York, 1962.
27. *R. H. Dicke.* The Theoretical Significance of Experimental Relativity. Gordon and Breach. New York, 1964, p. 17—22.
28. *P. Jordan.* Astr. Nachr., 276, 1948; *Schwerkraft und Weltall* Braunschweig, 1955. *Z. Physik*, 1959, **157**, 112.
29. *P. A. M. Dirac.* Proc. Roy. Soc., 1938, **A165**, 199.
30. *C. Brans, R. H. Dicke.* Phys. Rev., 1961, **124**, 925.
31. *J. Lense, H. Thirring.* Phys. Z., 1918, **19**, 156.
32. *H. Weyl.* Naturwiss., 1924, **12**, 197.
33. *J. A. Wheeler,* p. 364 in Relativity, Groups and Topology, Les Houches (1964) (C. De Witt, B. De Witt, eds.). Gordon and Breach. New York.
34. *H. Hönl.* Physikertagung Wien (E. Brüche, ed.). Physik Verlag, Mosbach Bade, 1962.
35. *V. W. Hughes, H. C. Robinson, V. Bertran-Lopez.* Phys. Rev. Letters, 1960, **4**, 342.
36. *R. W. P. Drever.* Phil. Mag., 1961, **6**, 683.
37. *P. J. E. Peebles, R. H. Dicke.* Phys. Rev., 1962, **127**, 629.

38. *T. D. Lee, C. N. Yang.* Phys. Rev., 1955, 98, 1501.
39. *R. V. Pound, R. L. Snider.* Phys. Rev., 1965, 140, B788.
40. *J. Brault.* PhD thesis, Princeton Univ., 1962.
41. *L. I. Schiff.* Proc. Nat. Acad. Sci. U. S., 1959, 45, 69.
42. *I. I. Shapiro.* Phys. Rev. Letters, 1964, 13, 789.
43. *H. Klüber.* Vistas in Astronomy, 3 (A. Beer, ed.). Pergamon Press. London, 1960.
44. *G. M. Clemence.* Astron. Papers. Am. Ephem., 1943, 11, 1;
R. L. Duncombe. Astron. J., 1956, 61, 174.
45. *R. H. Dicke.* Nature, 1964, 202, 432.
46. *I. W. Roxburgh.* Icarus, 1964, 3, 92.
47. *R. H. Dicke.* The Earth-Moon System, 1966, p. 98; *B. C. Marsden, A. G. W. Cameron.* Plenum Press. New York, 1966, 71, 264.
48. *D. R. Currott.* Astron. J., 1966, 71, 264.
49. *W. H. Munk, G. J. F. MacDonald.* The Rotation of the Earth. Cambridge Univ. Press. Cambridge, 1960.
50. *R. H. Dicke.* Rev. Mod. Phys., 1962, 34, 110.
51. *R. H. Dicke,* p. 319 in Stellar Evolution (R. F. Stein, A. G. Cameron, eds.). Plenum Press. New York, 1966.
52. *M. Schwarzschild.* Structure and Evolution of Stars. Princeton Univ. Press. Princeton, 1958.
53. *R. H. Dicke.* Nature, 1962, 194, 329.
54. *W. A. Fowler, F. Hoyle.* Ann. Phys., 1960, 10, 280.
55. *P. Pachoda, M. Schwarzschild.* Astrophys. J., 1963, 139, 587.
56. *D. Ezer, A. G. W. Cameron.* Can. J. Phys., 1966, 44, 593.
57. *R. C. Roeder, P. R. Demarque.* Astrophys. J., 1966, 144, 1016.

О ДИНАМИКЕ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ¹

1. ВВЕДЕНИЕ

Я хотел бы доложить об одном разделе общей теории относительности, которым мы во Фрейбурге за последнее время занимались более основательно; речь идет о развитии общерелятивистской теории *гравитационных* и *инерционных сил* в общековариантной форме. Прежде всего мы оказываемся в необычной ситуации, поскольку понятие гравитационной и инерционной *силы* вообще чуждо общей теории относительности. Вернее, эти «силы» полностью геометризуются, и законы движения пробного тела в гравитационном поле находят свое выражение в чисто геометрическом принципе, именно в принципе геодезической линии в четырехмерном континууме пространства-времени:

$$\delta \int ds = 0, \quad (1.1a)$$

где

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (1.1b)$$

В свою очередь, согласно полевым уравнениям Эйнштейна, метрика $g_{\mu\nu}$ связана с распределением энергии-импульса материи $T_{\mu\nu}$ следующим образом:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}(R - 2\Lambda)g_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu}. \quad (1.1c)$$

К этим трем уравнениям (1.1a — c) сводится, по Эйнштейну, весь круг проблем гравитации.

¹ H. D e n e n. Über allgemein-relativistische Dynamik. Wissenschaft. Zeitschr. der Friedrich-Schiller Universität. Jena, Math.-Naturw. Reihe. II. 1. Jahrg., 15, 1966, 15—23.

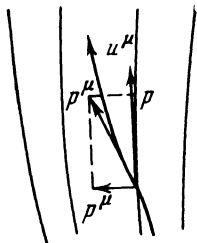
Естественно, можно справедливо спросить, не представляет ли это шаг назад, если мы в противовес этому собираемся вновь говорить о с и л а х. На это мы отвечаем так: сколь ни убедительна эйнштейновская формулировка гравитации, все же во многих отношениях она мало прозрачна. Ограничимся одним примером: влияние особого распределения энергии-импульса материи $T_{\mu\nu}$ на движение по инерции пробных тел не поддается непосредственно обозрению, и поэтому также невозможно на этой ступени теории проверить принцип Маха (в его динамической формулировке), постулирующий определенную связь между распределением энергии-импульса материи и движением по инерции пробных тел. Кроме того, нам кажется, что эйнштейновской формулировке теории тяготения присущ тот основной недостаток, что она совершенно умалчивает о физической системе отсчета, относительно которой должны производиться измерения. Устранить этот недостаток и лучше осветить внутренние связи общей теории относительности — вот основная цель общерелятивистской динамики, которая будет развита ниже.

Прежде всего мы должны попробовать вновь ввести в общую теорию относительности понятие гравитационной и инерционной силы, и именно в общековариантной форме, поскольку эти понятия вообще допустимы в общей теории относительности. При этом мы руководствуемся простым физическим соображением. Когда мы измеряем в лаборатории силу тяжести или инерционную силу пробного тела, например пружинными весами или с помощью масштаба и часов, определяя изменение во времени импульса или ускорение свободного падения, то это делаем в качестве «физического наблюдателя», который сам движется вдоль вполне определенной временноподобной мировой линии в четырехмерном пространстве-времени. Соответственно этому положению вещей наравне с метрикой $g_{\mu\nu}$ необходимо в дальнейшем ввести множество наблюдателей с целью строгого определения физической системы отсчета. При этом мы спрашиваем, что эти наблюдатели измеряют посредством основных измерительных инструментов, таких, как масштабы, часы, эталонные массы, а также пружинные весы, и мы приходим совершенно непринужденно к понятиям силы тяжести и инерционных сил. Подобное множество наблюдателей определяется векторным полем 4-скорости u_μ отдельных

наблюдателей, удовлетворяющих лишь условию временноподобия.

$$u_\mu u^\mu = 1. \quad (1.2)$$

Введением такого поля наблюдателей [2] устанавливается теперь физическая система отсчета: локальное покоящееся пространство наблюдателей, ортогональное к u^μ , представляет локальное трехмерное эмпирическое пространство, в то время как



Р и с. 1. Проектирование вектора энергии-импульса на эмпирическое пространство и на ось времени

локальная временная ось направлена по u^μ , так как течение собственного времени наблюдателей описывается их мировыми линиями, и тангенциальный вектор мировых линий u^μ и есть наблюдатель. Этим способом четырехмерный «мир» расщепляется для каждого наблюдателя локально на пространство и время, и этот распад, очевидно, не связан с какой-либо специальной координатной системой, т. е. является общековариантным. Таким образом, мы достигаем полного разделения между физической системой отсчета, с одной стороны, и (гауссовской) координатной системой пространства-времени, с другой, причем достигается существенное прояснение понятия «физическая система отсчета» [3].

В соответствии с этим инвариантным расщеплением четырехмерного мира на пространство и время, любой 4-вектор p_μ , например, четырехмерный импульс частицы, движущейся относительно поля наблюдателей, расщепляется на две инвариантные составные части: с одной стороны, благодаря «проектированию» на локальную временную ось u^μ , на скаляр p , означающий энергию частицы, и, с другой, благодаря «проектированию» на локальное трехмерное эмпирическое пространство наблюдателей, — на трехмерный вектор p_μ [4], представляю-

щий относительный импульс частицы. На рис. 1 можно непосредственно видеть, что

$$p = p_\mu u^\mu, \quad \underline{p}_\mu = p_\mu - p u_\mu. \quad (1.3)$$

Этот метод проекции на трехмерное эмпирическое пространство можно с помощью тензора проекции

$$h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - u_\mu u_\nu, \\ (h_\mu^\mu = 3, \quad h_{\mu\nu} u^\nu = 0, \quad h_\mu^\alpha h_{\alpha\nu} = h_{\mu\nu}) \quad (1.4)$$

свести к общей схеме [15]. Соответственно этому, можно также 4-тензоры высшего ранга проектировать на эмпирическое пространство. Относительно поля наблюдателей любой 4-тензор второго ранга $T_{\mu\nu}$, например, тензор энергии, распадается следующим образом: благодаря проектированию на эмпирическое пространство при двукратном применении тензора $h_{\mu\nu}$, — на трехмерный тензор второго ранга (тензор напряжений):

$$\underline{T}_{\mu\nu} = T^{\alpha\beta} h_{\alpha\mu} h_{\beta\nu} = T_{\mu\nu} - T_{\mu\alpha} u^\alpha u_\nu - \\ - T_{\alpha\nu} u^\alpha u_\mu + T_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta u_\mu u_\nu, \quad (1.5)$$

и, благодаря проектированию на временную ось со сдвигом u^σ , на два 4-вектора (4-плотности импульса):

$$\overset{(1)}{j}_\mu = T_{\mu\nu} u^\nu, \quad \overset{(2)}{j}_\nu = T_{\mu\nu} u^\mu. \quad (1.6)$$

Они распадаются, согласно (1.3), на 3-вектор (3-плотность импульса) и скаляр (плотность энергии):

$$\underline{j}_\mu = j^\alpha h_{\alpha\mu} = j_\mu - j u_\mu, \quad j = j_\mu u^\mu. \quad (1.7)$$

В частности, проектированием фундаментального тензора $g_{\mu\nu}$ на локальное покоящееся пространство наблюдателей получаем метрический тензор трехмерного эмпирического пространства, ортогонального к u^μ :

$$\underline{g}_{\mu\nu} = g^{\alpha\beta} h_{\alpha\mu} h_{\beta\nu} = h_{\mu\nu}, \quad (1.8)$$

идентичный с тензором проекций [6]. Соответственно расщепляют линейный элемент четырехмерного мира на две

инвариантные части:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -dS^2 + dT^2, \quad (1.9)$$

где

$$dS^2 = -h_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -dx_{\underline{\mu}} dx^{\underline{\mu}} \quad (1.10)$$

есть линейный элемент трехмерного локального эмпирического пространства и

$$dT = u_\mu dx^\mu \quad (1.11)$$

— элемент времени, которое отмечает наблюдатель, движущийся по dx^μ , на синхронно идущих часах поля наблюдателей (время наблюдателей) [7].

2. СИЛЫ И НАПРЯЖЕНИЯ ПОЛЯ ТЯГОТЕНИЯ

После того как мы подробно обсудили независимое от координат расщепление четырехмерного мира на пространство и время, мы хотим исследовать движение пробного тела (с массой покоя m_0) относительно поля наблюдателей и определить силы тяжести и инерции, которые измеряются отдельным наблюдателем. Обозначая четырехмерную скорость пробного тела через v , имеем, согласно (1.1а), дифференциальное уравнение геодезического движения [8]:

$$v_{\mu;\nu} v^\nu = 0. \quad (2.1)$$

Это уравнение мы теперь преобразуем в два приема так, что получим уравнение движения, точно соответствующее ньютоно-лагранжеву пониманию динамики. Во-первых, согласно (1.3), разложим v_μ на относительную скорость $v_{\underline{\mu}}$ и скаляр v . Во-вторых, заменим в v^μ производную по собственному времени пробного тела производной по времени наблюдателя, обозначаемой в дальнейшем точкой:

$$\left. \begin{aligned} v^\mu &= \frac{dx^\mu}{dT} \frac{dT}{ds} = \dot{x}^\mu \frac{dT}{ds}, \\ \frac{dT}{ds} &= v = v_{\underline{\mu}} u^\mu = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{dS}{dT}. \end{aligned} \right\} (2.2)$$

Умножая (2.1) на массу покоя m_0 , получаем окончательно:

$$\begin{aligned} (m\dot{x}_{\underline{\mu}})_{\parallel \underline{\nu}} \dot{x}^{\underline{\nu}} + [(m\dot{x}_{\underline{\mu}})_{\perp \underline{\nu}} - (m\dot{x}_{\underline{\nu}})_{\perp \underline{\mu}}] u^{\underline{\nu}} + \\ + m_{\perp \underline{\nu}} \dot{x}^{\underline{\nu}} u_{\underline{\mu}} = m (u_{\underline{\nu}}_{\parallel \underline{\nu}} - u_{\underline{\mu}}_{\parallel \underline{\nu}}) \dot{x}^{\underline{\nu}}, \\ m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Первый член левой части представляет, очевидно, ковариантное обобщение выражения (v grad) p , где $p = mv$, а второй член — ковариантное обобщение $\partial p/\partial t$, что проще всего усматривается в той координатной системе, в которой $u^{\underline{\mu}} = \delta_4^{\underline{\mu}}/\sqrt{g_{44}}$, и для собственного времени наблюдателей верно $ds = \sqrt{g_{44}} dx^4$ [9]. Таким образом, два первых члена левой части (2.3) представляют полное временное изменение 3-импульса пробного тела, где m — зависящая от относительной скорости инертная масса (равная тяжелой) пробного тела: третий член левой части (2.3) направлен в сторону временной оси и показывает величину изменения во времени энергии пробного тела. Соответственно в правой части (2.3) имеем 4-силу, обуславливающую изменение во времени 3-импульса и энергии. Пишем ее:

$$G_{\underline{\mu}} = m F_{\underline{\mu}\nu} \dot{x}^{\underline{\nu}}, \quad F_{\underline{\mu}\nu} = u_{\underline{\nu}}_{\perp \underline{\mu}} - u_{\underline{\mu}}_{\perp \underline{\nu}}. \quad (2.4)$$

Очевидно, здесь имеется тесная аналогия с электродинамикой, так как гравитационная и инерционная сила $G_{\underline{\mu}}$ имеет вид лоренцевой силы и напряжение поля $F_{\underline{\mu}\nu}$ оказывается вращением 4-вектора. Таким образом, $u_{\underline{\mu}}$ играет роль 4-потенциала, который, кроме того, должен удовлетворять квадратичному побочному условию (1.2). Проектированием все еще четырехмерного уравнения движения (2.3) на локальную временную ось $u^{\underline{\mu}}$ получается закон энергии для пробного тела относительно поля наблюдателей:

$$m_{\perp \underline{\nu}} \dot{x}^{\underline{\nu}} = -m E_{\underline{\nu}} \dot{x}^{\underline{\nu}} + \frac{1}{2} m Q_{\underline{\mu}\nu} \dot{x}^{\underline{\mu}} \dot{x}^{\underline{\nu}}, \quad (2.5)$$

где

$$E_{\underline{\mu}} = F_{\underline{\mu}\nu} u^{\underline{\nu}}, \quad Q_{\underline{\mu}\nu} = u_{\underline{\mu}}_{\parallel \underline{\nu}} + u_{\underline{\nu}}_{\parallel \underline{\mu}}. \quad (2.5a)$$

В случае стационарных полей (см. раздел 6) $Q_{\underline{\mu}\nu}$ исчезает и $E_{\underline{\mu}}$ можно получить из потенциала $\log \xi$. Соответ-

ственно интегрированием (2.5) получается закон сохранения

$$m\xi = \text{const}, \quad (2.6)$$

который для слабых полей и малых относительных скоростей пробного тела переходит в закон сохранения энергии ньютоновской механики: ξ обозначает здесь вклад временноподобного поля векторов Киллинга, характеризующего статическое поле. В нестатических полях в общем случае нет теоремы сохранения в форме (2.6).

С другой стороны, проектированием (2.3) на локальное трехмерное эмпирическое пространство наблюдателей получается трехмерное уравнение движения пробного тела в форме

$$\begin{aligned} (m\dot{x}_{\underline{\mu}})_{\parallel \nu} \dot{x}^{\nu} + [(m\dot{x}_{\underline{\mu}})_{\parallel \nu} - (m\dot{x}_{\underline{\nu}})_{\parallel \mu}] u^{\nu} &= G_{\underline{\mu}}, \\ G_{\underline{\mu}} &= \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} (E_{\underline{\mu}} + B_{\underline{\mu}\nu} \dot{x}^{\nu}). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Здесь (как в (2.5))

$$E_{\underline{\mu}} = F_{\underline{\mu}\nu} u^{\nu} = -u_{\underline{\mu}\parallel \nu} u^{\nu} \quad (2.8)$$

означает напряжение поля гравитационных и инерционных сил, не зависящих от относительной скорости пробного тела (например, центробежной силы) и

$$B_{\underline{\mu}\nu} = F_{\underline{\mu}\nu} = u_{\nu\parallel \underline{\mu}} - u_{\underline{\mu}\parallel \nu} \quad (2.9)$$

— напряжение поля силы Кориолиса, линейно зависящей от относительной скорости пробного тела. В случае поля наблюдателей, вращающегося в мире Минковского (вращающаяся система отсчета), получаются для $E_{\underline{\mu}}$ и $B_{\underline{\mu}\nu}$ известные выражения для центробежной силы и силы Кориолиса ньютоновской механики.

Впрочем, уравнение движения (2.7) и закон энергии (2.5) независимы. Закон энергии (2.5) можно также получить из уравнения движения (2.7) обычным образом путем подстановки относительной скорости $\dot{x}^{\underline{\mu}}$.

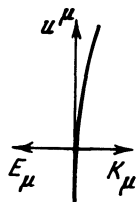
Кроме того, имеется еще и второй путь для вывода напряжения гравитационного поля $E_{\underline{\mu}}$ на основе применения

принципа Даламбера. Для наблюдателя из движущегося любым образом поля наблюдателей можно писать уравнение движения так:

$$u_{\mu} \parallel u^{\nu} = K_{\mu}, \quad (2.10)$$

где K_{μ} означает негравитационную долю силы, действующую на пробное тело (с массой 1), движущееся вместе с

Р и с. 2. К выводу напряжения поля E_{μ}



наблюдателем. Если пробное тело продолжает находиться в покое относительно наблюдателя, то негравитационные силы K_{μ} и гравитационные E_{μ} , которые сами по себе повели бы пробное тело по геодезическому пути, должны уравновешиваться:

$$E_{\mu} + K_{\mu} = 0. \quad (2.11)$$

Исключая K_{μ} , согласно (2.10), получаем соотношение (2.8) для E_{μ} .

Очевидно, что E_{μ} как раз та гравитационная и инерционная сила, которую измеряет наблюдатель с помощью пружинных весов. Конечно, она исчезает в случае, когда наблюдатель движется г е о д е з и ч е с к и (см. (2.8)).

Ничто не мешает рассматривать ведущее поле для геодезического движения относительно системы отсчета (поле наблюдателей) как р е а л ь н о е поле сил, зависящее существенно, конечно, от состояния ускорения поля наблюдателей, как и следует ожидать из принципа эквивалентности. Достоинно внимания, что при этом не появляются никакие силы, принципиально отличные от тех, которые имеются в механике Ньютона.

3. ПОЛЕВЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Так как силы гравитации и инерции (2.4) и (2.7) по своей структуре точно соответствуют силам Лоренца электродинамики, то возникает вопрос, не существуют ли для напряжений гравитационного поля $F_{\mu\nu}$ полевые уравнения, аналогичные уравнениям Максвелла? Что касается 1-й системы уравнений Максвелла, то легко дать ответ. В силу (2.4)

$$F_{\mu||\nu}^{*\nu} = 0 \quad (3.1)$$

выполняется тождественно. Мы поэтому попытаемся из эйнштейновских полевых уравнений вывести систему уравнений, аналогичную 2-й системе уравнений Максвелла. Здесь речь идет о том, чтобы найти уравнения, связывающие напряжение поля $F_{\mu\nu}$ с их источниками. Мы должны ожидать, в ньютоновском приближении, следующие уравнения дивергенции:

$$F_{\mu||\nu}^{\nu} \cong \frac{\kappa}{2} j_{\mu}, \quad j_{\mu} = T_{\mu\nu} u^{\nu}. \quad (3.2)$$

Здесь j_{μ} означает плотность энергии-импульса материи, и постоянная связи $\kappa/2$ выбрана так, что в случае слабых полей из (3.2) следует известная из ньютоновской теории связь между напряжением поля E_{μ} и плотностью материи j в форме уравнения Пуассона. Так как полевые уравнения Эйнштейна имеют свойство в грубом приближении переходить в уравнение Пуассона, мы не должны в слабых полях ожидать на основании уравнений Эйнштейна поправочных членов в (3.2). Зато в сильных полях появятся поправочные члены, которые мы в дальнейшем суммируем 4-вектором s_{μ} . Соответственно этому, мы расширяем (3.2) в

$$F_{\mu||\nu}^{\nu} = \frac{\kappa}{2} (j_{\mu} + s_{\mu}), \quad (3.3)$$

причем мы можем определить s_{μ} , подставляя j_{μ} в (3.3), согласно полевым уравнениям Эйнштейна (1.1с), и решая (3.3) относительно s_{μ} . Пользуясь тождествами Риччи,

получаем о д н о з н а ч н о :

$$s_{\mu} = -\frac{1}{\kappa} \left\{ 2u_{\parallel\mu}^{\parallel\sigma} - u_{\parallel\mu}^{\sigma} - u_{\parallel\sigma}^{\sigma} + \frac{1}{2} (R - 2\Lambda) u_{\mu} \right\} \quad (3.4)$$

Согласно (3.3), «возбуждение поля» $F_{\mu\nu}$ происходит от причин двойного рода: согласно (3.2), j_{μ} — плотность 4-импульса материи; соответственно нужно считать s_{μ} как плотность 4-импульса гравитационного поля. Эта и н т е р п р е т а ц и я, которая получит дальнейшее подтверждение в § 7, вытекает естественно также из того, что из полевых уравнений (3.3) следует д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы й закон сохранения (уравнение непрерывности):

$$(j^{\mu} + s^{\mu})_{\parallel\mu} = 0, \quad (3.5)$$

выражающий, следовательно, сохранение полной энергии материи и поля. Благодаря равенству $j_{\mu} = T_{\mu\nu}u^{\nu}$ можно также преобразовать (3.5) в виде «теоремы Пойнтинга»; получаем:

$$s_{\parallel\mu}^{\mu} - j^{\mu}E_{\mu} + \frac{1}{2} T^{\mu\nu}Q_{\mu\nu} = 0. \quad (3.6)$$

Здесь оба последних члена представляют обмен энергии-импульса между гравитационным полем и материей. $j^{\mu}E_{\mu}$ соответствует джоулевой теплоте в электродинамике, тогда как последний член играет роль лишь в нестационарных полях. Согласно такому пониманию, следует рассматривать плотность энергии-импульса гравитационного поля как локализуемую, однако она зависит существенно от состояния ускорения наблюдателя; во всяком случае это находится в согласии с принципом эквивалентности. Впрочем, сумма $p_{\mu} = j_{\mu} + s_{\mu}$ — это то самое выражение, которое Пирани предложил уже в 1959 г. на конгрессе в Royumont (около Парижа) для полной плотности 4-импульса материи и поля [10].

Нелинейность эйнштейновской теории гравитации проявляется в уравнении (3.3) в обратном действии гравитационного поля на самого себя, ибо член s_{μ} , как будет показано в § 7, допускает частичное представление в квадратичной форме в напряженности поля $F_{\mu\nu}$. Мысль, что «энергия гравитационного поля должна действовать в смысле

тяготения точно так же, как всякая энергия другого рода» (см. уравнение (3.3)), не нова и находится уже в первых работах Эйнштейна 1916 г. [11].

Обратное действие поля на самого себя, благодаря члену s_{μ} в уравнении (3.3), конечно, совершенно чуждо линейной электродинамике Максвелла. Здесь, пожалуй, главное различие между обеими теориями, хотя общерелятивистская теория гравитационных сил в остальной ее структуре поразительно похожа на электродинамику Максвелла, так что осуществление гравитационных и инерционных действий в общей теории относительности можно в значительной мере понять на модели электродинамики. Относительно применения уравнений движения (2.7) и полевых уравнений (3.3) к принципу Маха смотри следующий доклад профессора Хёнля¹.

4. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ И ИНЕРЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ В РАСШИРЕННОМ СМЫСЛЕ

В связи с дифференциальным законом сохранения (3.5) для энергии и импульса материи и поля нас должен интересовать вопрос о существовании интегральных законов сохранения энергии и импульса материи и гравитационного поля. Если должны быть сформулированы интегральные законы сохранения, то для этого во всяком случае необходимо, чтобы можно было вообще образовать объемные интегралы в трехмерном эмпирическом пространстве. Это ни в коем случае не разумеется само собой, ибо до сих пор мы определили эмпирическое пространство наблюдателей лишь локально. В самом деле, лишь тогда существует пространство, измеримое в глобальном смысле, когда мировые линии наблюдателей ортогональны к гиперповерхности, т. е. когда u_{μ} имеет особый вид:

$$u_{\mu} = \alpha \cdot f_{|\mu}, \quad (4.1)$$

где

$$\alpha^2 = (f_{|\mu} f^{|\mu})^{-1} > 0, \quad f = f(x^{\nu}). \quad (4.1a)$$

¹ См. «Эйнштейновский сборник 1968». Изд-во «Наука», 1968, стр. 258—284. (Ред.)

Тогда трехмерное эмпирическое пространство представлено глобально гиперповерхностью,

$$f = \text{const.} \quad (4.2)$$

В системах отсчета, имеющих свойство (4.1), очевидно, исчезают силы Кориолиса, ибо

$$B_{\mu\nu} = F_{\underline{\mu\nu}} = 0; \quad (4.3)$$

с другой стороны, можно напряжение гравитационного поля F_μ вывести из «потенциала» (скалярное поле):

$$E_\mu = (\log \alpha)_{|\mu}. \quad (4.4)$$

То обстоятельство, что согласно (4.1) силы Кориолиса исчезают, тогда как, с другой стороны, гравитационная сила у нас, как и в механике Ньютона, должна восприниматься как реальная сила, наводит на мысль обозначать системы отсчета с свойством (4.1) как «инерциальные системы в расширенном смысле». Подобные системы могут включать, конечно, системы отсчета с весьма сложными особенностями.

Самую важную особенность определенных таким образом инерциальных систем в широком смысле мы усматриваем в том, что в них можно на основе дифференциального закона сохранения (3.5) дать интегральный закон сохранения полного потока энергии в ковариантной форме. Пирани указал на это в более ранней работе, и в дальнейшем мы в значительной степени следуем за его изложением [12].

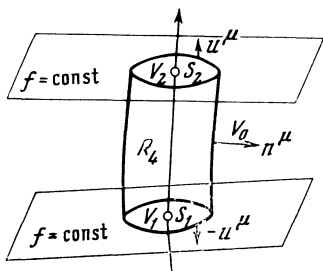
Сначала рассмотрим мировую трубку R_4 , образованную мировыми линиями множества наблюдателей. Ее поверхность состоит из двух (пространственноподобных) трехмерных эмпирических пространств V_1 и V_2 с (временноподобными) нормальными $-u^\mu$ и $+u^\mu$ и из (временноподобных) трехмерных «боковых поверхностей» V_0 с (пространственноподобной) нормалью n^μ (см. рис. 3). Интегрируя (3.5) по области R_4 и применяя теорему Гаусса [13], получаем

$$\int_{R_4} (j^\mu + s^\mu)_{|\mu} d^4V = \int_{V_2} (j^\mu + s^\mu) u_\mu d^3V - \\ - \int_{V_1} (j^\mu + s^\mu) u_\mu d^3V - \int_{V_0} (j^\mu + s^\mu) n_\mu d^3V = 0, \quad (4.5)$$

что мы можем также записать

$$\int_{V_2} (j + s) d^3V = \int_{V_1} (j + s) d^3V + \int_{V_0} (j^\mu + s^\mu) n_\mu d^3V. \quad (4.6)$$

Видно, что (4.1) является достаточным и необходимым условием возможности применения теоремы Гаусса для получения (4.5). Первый и второй интегралы в (4.6) пред-



Р и с. 3. К выводу интегрального закона сохранения (4.6)

ставляют полную энергию материи и поля внутри объема V соответственно к временам s_2 и s_1 ; третий интеграл обозначает энергию, которая за время $s_2 - s_1$ втекает в объем V или вытекает из него через двумерную наружную поверхность. Только при исчезновении последнего интеграла полная энергия в объеме V постоянна; с другой стороны, этот интеграл играет существенную

роль в случае гравитационного излучения, ибо он представляет меру излученной или поглощенной энергии объемом V за время $s_2 - s_1$. Насколько нам известно, еще не имеется и с ч е р п ы в а ю щ е г о толкования этого последнего интеграла.

5. ТЕНЗОР НАПРЯЖЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Так как аналогия между теорией гравитации и электродинамикой оказалась до сих пор далеко идущей, естественно искать выражение для тензора напряжений гравитационного поля, вновь руководствуясь аналогией с электродинамикой. Наш метод может представить интерес, поскольку все до сих пор исследованные д р у г и е пути нахождения тензора напряжений гравитационного поля не привели к ковариантно формулируемому результату [14]. Имеется надежда преодолеть эту трудность, исходя из ковариантно сформулированной выше динамики.

Изложим вкратце, насколько мы в этом продвинулись. Мы исходим из 4-плотности силы

$$k_{\mu} = F_{\mu\nu} (j^{\nu} + s^{\nu}). \quad (5.1)$$

Первый член правой части, согласно (2.4), представляет собой плотность силы и мощности гравитационного и инерционного поля $F_{\mu\nu}$ в части плотности энергии-импульса материи. Так как, согласно (3.3), 4-плотность импульса поля действует так же гравитационно, как и 4-плотность импульса материи, то, следовательно, нужно ожидать, что и, наоборот, плотность энергии-импульса поля подвержена таким же образом действию гравитации, как и плотность энергии-импульса материи (действие равно противодействию); это обстоятельство учитывается вторым членом правой части (5.1). Обратное действие 4-плотности импульса поля и материи на гравитационное поле равно соответственно $-k_{\mu}$ и является причиной напряжений поля $S_{\mu\nu}$, для которых имеет место уравнение

$$S_{\mu||\nu}^{\nu} = -k_{\mu}. \quad (5.2)$$

Кроме того, нужно удовлетворить «побочное условие» (сравни 3.4):

$$S_{\mu\nu} u^{\nu} = s_{\mu}. \quad (5.3)$$

Для интегрирования системы уравнений (5.2), (5.3) мы выбираем теперь иной путь, чем в электродинамике, ибо электродинамика не имеет побочного условия (5.3), и обычный, совместимый с (5.2) «тензор Максвелла» $S_{\mu\nu}$ ни в коем случае не удовлетворяет побочному условию (5.3). Так как, с другой стороны, мы уже знаем плотность энергии-импульса s_{μ} гравитационного поля, нам остается в дальнейшем лишь определить истинные напряжения поля $S_{\mu\nu}$. Для этого мы разлагаем $S_{\mu\nu}$, которые считаем симметричными, согласно схеме проектирования (1.5) (при этом (5.3) автоматически выполняется), и из (5.2) и (5.1) получаем

$$\begin{aligned} S_{\mu||\nu}^{\nu} &= S_{\underline{\mu}||\nu}^{\nu} + (s_{\mu|\nu} - s_{\nu|\mu}) u^{\nu} + s_{||\nu}^{\nu} t_{\mu} + s_{\underline{\mu}||\nu}^{\nu} - \\ &- s^{\nu} F_{\mu\nu} = -F_{\mu\nu} (j^{\nu} + s^{\nu}). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Кроме того, имеем

$$T_{\mu\|\nu}^{\nu} = T_{\underline{\mu}\|\nu}^{\nu} + (j_{\mu|\nu} - j_{\nu|\mu}) u^{\nu} + j_{\|\nu}^{\nu} u_{\mu} + j_{\underline{\mu}}^{\nu} u_{\|\nu} - j^{\nu} F_{\mu\nu} = 0. \quad (5.5)$$

Складывая (5.4) и (5.5) и учитывая (3.5), получаем следующее уравнение для $S_{\underline{\mu}\nu}$:

$$(S_{\underline{\mu}}^{\nu} + T_{\underline{\mu}\|\nu}^{\nu})_{\|\nu} = -p_{\underline{\mu}} u_{\|\nu}^{\nu} - (p_{\mu|\nu} - p_{\nu|\mu}) u^{\nu}, \\ p_{\mu} = j_{\mu} + s_{\mu}. \quad (5.6)$$

При заданном p_{μ} эти уравнения всегда можно интегрировать. Однако дальше возникает вопрос, может ли интеграл от (5.6) всегда быть представленным полемыми функциями? К сожалению, до сих пор нам не удалось дать ответ на этот вопрос в общем случае. Пока мы можем дать общий интеграл от (5.6) лишь в случае стационарных полей, и поэтому в оставшейся части доклада мы ограничимся стационарными гравитационными полями.

6. СТАЦИОНАРНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ПОЛЯ

Мы называем гравитационное поле *стационарным*, если существует временноподобное поле векторов Киллинга:

$$\xi_{\mu\|\nu} + \xi_{\nu\|\mu} = 0, \quad \xi_{\mu}\xi^{\mu} > 0, \quad (6.1)$$

а векторное поле 4-скорости u_{μ} наблюдателей коллинеарно ξ_{μ} ;

$$\xi_{\mu} = \xi u_{\mu}, \quad \xi = \xi_{\mu} u^{\mu} = \sqrt{\xi_{\mu}\xi^{\mu}}. \quad (6.2)$$

В системе координат, где u^{μ} имеет вид $u^{\mu} = \delta_4^{\mu} / \sqrt{g_{44}}$ («система покоя» наблюдателей), метрика независима от «времени» x^4 .

Из (6.1) и (6.2) следует прежде всего, что напряжение гравитационного поля E_{μ} можно представить как градиент потенциала (потенциальное поле):

$$E_{\mu} = \varphi_{|\mu}, \quad \varphi = \log \xi. \quad (6.3)$$

Согласно (3.3), для этого потенциала φ в случае слабых

полей (и $\Lambda = 0$) пригодны в первом приближении уравнение Пуассона ньютоновской механики. Кроме того, из (6.1) и (6.2) вытекает важное отношение [15]:

$$Q_{\mu\nu} = u_{\underline{\mu}\parallel\nu} + u_{\nu\parallel\underline{\mu}} = 0, \quad Q = 2u_{\parallel\nu}^{\nu} = 0. \quad (6.4)$$

Вернемся к уравнению (5.6) для напряжений $S_{\underline{\mu}\nu}$ гравитационного поля.

Из-за (6.4) теперь в стационарных полях исчезает первый член правой части (5.6). Второй член также равен нулю, как это проще всего видно в покоящейся системе наблюдателей. Отсюда следует для напряжений (с точностью до членов, свободных от дивергенции) условие равновесия

$$S_{\underline{\mu}\nu} + T_{\underline{\mu}\nu} = 0. \quad (6.5)$$

Напряжения материи и поля, следовательно, уравновешиваются в стационарных полях. В нестационарных полях эта теорема в общем случае недействительна.

7. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ

И КОЛИЧЕСТВО ЭНЕРГИИ СТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ

Трактовку, данную нами ранее 4-вектору s_{μ} , мы подвергнем дальнейшей проверке, показав, что она сохраняется и в другом отношении. Мы исследуем прежде всего плотность энергии гравитационного поля в случае стационарных полей и покажем, что в статических или квазистатических полях полная энергия поля в первом приближении совпадает с выражением для потенциальной энергии системы тяготеющих масс в ньютоновской теории. При подстановке u^{μ} в уравнение (3.4) и применении тождеств Риччи с учетом условия стационарности (6.4) получаем

$$s = s_{\mu}u^{\mu} = \frac{1}{2\kappa} B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \frac{2}{\kappa} E_{\mu}E^{\mu} + 3p - \frac{2}{\kappa} \Lambda, \quad (7.1)$$

где p означает давление внутри материи. Здесь также бросается в глаза аналогия с электродинамикой; первые два члена по своей структуре соответствуют аналогичным чле-

нам теории Максвелла, с тем, однако, отличием, что член, пропорциональный $E_\mu E^\mu$, по сравнению с электродинамикой умножен на коэффициент 2. Эта аномалия, однако, уже не проявляется при переходе к полной энергии стационарных полей путем интегрирования плотности энергии по объему. При этом мы ограничиваемся слабыми полями и малыми относительными скоростями материи. Тогда, с учетом (6.3), действует в первом (ньютоновском) приближении известное из гидродинамики отношение между давлением и напряжением гравитационного поля:

$$p_{|\mu} = -jE_\mu = -j\varphi_{|\mu} \quad (7.2)$$

и

$$\Delta\varphi = \frac{\kappa}{2} j, \quad (7.3)$$

при этом мы положили космологическую постоянную $\Lambda = 0$. В предположении, что φ на бесконечности стремится к нулю, по крайней мере как $1/r$, что всегда имеет место для изолированных систем, из (7.2) — (7.3), с применением теоремы Грина, следует в пределах аппроксимации:

$$3 \int p d^3V = -\frac{1}{\kappa} \int E_\mu E^\mu d^3V, \quad (7.4)$$

где интеграл распространяется на все трехмерное пространство. Таким образом, мы получаем из (7.1) в самом грубом приближении следующее выражение для количества энергии стационарных полей ($\Lambda = 0$):

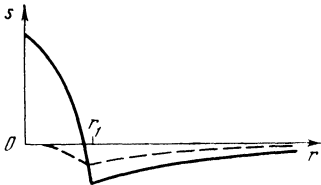
$$U = \int s d^3V = \frac{1}{\kappa} \int \left(E_\mu E^\mu + \frac{1}{2} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \right) d^3V. \quad (7.5)$$

Это точно соответствует выражению для энергии электромагнитных полей.

Среди стационарных полей статические поля отличаются тем, что векторное поле Киллинга ξ_μ и, следовательно, также поле u_μ ортогональны к гиперповерхности. В этом случае напряжение сил Кориолиса $B_{\mu\nu}$ (ср. раздел 4) исчезает тождественно. Таким образом, из (7.5) с учетом (6.3) следует для статических полей:

$$U = \frac{1}{\kappa} \int E_\mu E^\mu d^3V = \frac{1}{\kappa} \int \varphi_{|\mu} \varphi^{|\mu} d^3V. \quad (7.6)$$

Р и с. 4. Плотность энергии s в случае несжимаемого шара в зависимости от r



Этот результат точно совпадает с потенциальной энергией системы тел согласно теории Ньютона [16]. Тот же результат получается, как показывает более точная оценка, также в первом приближении, когда допускается медленное движение тяготеющих масс (квазистатические поля).

В этом можно, без сомнения, усматривать сильную поддержку нашей трактовке s_μ как плотности энергии-импульса гравитационного поля. Это тем более замечательно, что подинтегральное выражение в (7.5) и (7.6) никак не совпадает с плотностью энергии согласно (7.1). Если, к примеру, мы для несжимающегося жидкостного шара радиуса r_1 начертим s как функцию r , то получим рис. 4. Для сравнения подинтегральное выражение (7.6) изображено пунктиром и существенно отличается от относительного распределения энергии. Получаются ли при этом эффекты, доступные проверке, остается открытым вопросом.

8. ПРИМЕР. ПОЛНАЯ ЭНЕРГИЯ МИРА ШВАРЦШИЛЬДА

При обсуждении распределения энергии в случае несжимаемой шарообразной жидкости мы уже касались примеров. Для полноты мы в заключение рассчитаем полную энергию поля и материи центрально-симметричного мира Шварцшильда.

Вне массивного шара радиуса r_1 имеет силу шварцшильдовская метрика вакуума;

$$ds^2 = \frac{-dr^2}{1 - \frac{2M}{r}} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right) c^2 dt^2, \quad (8.1)$$

где M — постоянная интегрирования ($r_1 > 2M$), так что метрика регулярна во всей области $\infty > r \geq r_1$. Выберем

теперь поле наблюдателей, покоящееся относительно массы шара. Для этого поля наблюдателей получается полная энергия $E^{(1)}$ в области $r \geq r_1$:

$$E^{(1)} = \int_{r_1}^{\infty} s d^3V = \frac{8\pi M}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2M}{r_1}}} \right). \quad (8.2)$$

Внутри массивного шара ($r \leq r_1$) мы предполагаем лишь центрально-симметричную метрику, везде регулярную (в особенности при $r = 0$) и удовлетворяющую обычным условиям сшивания вакуумной метрики при $r = r_1$. Тогда можно рассчитать полную энергию $E^{(2)}$ в области $0 \leq r \leq r_1$ без дополнительных предположений (уравнения состояния); получаем

$$E^{(2)} = \int_0^{r_1} (j + s) d^3V = \frac{8\pi M}{\kappa \sqrt{1 - \frac{2M}{r_1}}}. \quad (8.3)$$

Суммируя (8.2) и (8.3), получаем

$$E = 8\pi M / \kappa. \quad (8.4)$$

Поэтому корректная интерпретация постоянной интегрирования M метрики Шварцшильда — полная энергия мира Шварцшильда, а не полная (материальная) масса [17]. Здесь, конечно, проявляется, что энергия поля действует так же гравитационно, как и энергия материи. Этот результат совершенно не зависит от особых уравнений состояния внутри массивного шара. В случае несжимаемого жидкого шара получаем для слабых полей, разлагая (8.4) в ряд:

$$E = \frac{8\pi}{\kappa} M = mc^2 - \frac{3}{5} \frac{m^2 G}{r_1} + \dots, \quad (8.5)$$

где m означает массу шара и G — ньютоновскую гравитационную постоянную. Это выражение можно было ожидать согласно § 7; в самом деле, второй член правой части представляет как раз потенциальную энергию жидкого шара, рассчитанную по Ньютону. Конечно, в приближении высшего порядка появятся дополнительные члены соответственно теории тяготения Эйнштейна.

ПРИМЕЧАНИЯ

1. Доклад, прочитанный 16.2.1965 в Георгентале на заседании «60 лет специальной, 50 лет общей теории относительности», организованном Иенским университетом имени Фридриха Шиллера.
2. Идея поля наблюдателей восходит к А. Ульману, А. Комару и Ф. Пирани; см. А. *Uhlmann*. *Wissensch. Zeitschr. der Friedrich-Schiller Universitat Jena, Math.-Naturwiss. Reihe*, 1959/1960; А. *Komar*. *Phys. Rev.*, 1959, **113**, 934; F. *Pirani*. *Gauss's Theorem and Gravitational Energy: «Les Theories relativistes de la Gravitation»*. C.N.R.S. Paris, 1962, стр. 85 и сл.
3. Чтобы ясно выявить нашу принципиальную установку в вопросе о возможности измерения физических величин в системах отсчета, с одной стороны, и о требовании общей ковариантности законов природы, с другой, приводим здесь некоторые места из § 3 основополагающей работы Эйнштейна «Основы общей теории относительности» (*Ann. d. Phys.*), 1916; русск. перевод: Собр. научн. трудов, т. I, стр. 452—504. Изд-во «Наука», 1965), впервые приведшие к формулировке постулата общей ковариантности: «Итак, мы приходим к следующему выводу: в общей теории относительности пространственные и временные величины не могут быть определены так, чтобы разности пространственных координат могли быть измерены непосредственно единичным масштабом, а разности временных — посредством стандартных часов... Поэтому не остается ничего другого, как признать все мыслимые координатные системы принципиально равноправными для описания природы. Это равносильно требованию: общие законы природы должны быть выражены через уравнения, справедливые во всех координатных системах, т. е. эти уравнения должны быть ковариантными относительно любых подстановок (общековариантными).

Ясно, что физика, удовлетворяющая этому постулату, удовлетворит и общему постулату относительности. Ибо в совокупности всех подстановок во всяком случае есть те подстановки, которые соответствуют всем относительным движениям (трехмерных) координатных систем... Так как все наши физические опыт-

ные данные можно в конце концов свести к таким совпадениям, то заранее нет никакого основания отдавать предпочтение какой-либо одной координатной системе перед другими, т. е. мы приходим к требованию общей ковариантности». Из этих высказываний Эйнштейна ясно, что он совершенно отказывается от мысли однозначной определенности (измерения) пространственных и временных величин относительно определенных систем отсчета в пользу требования общей ковариантности законов природы. Нам кажется, что столь далеко идущий отказ не нужен. Скорее очевидно, что всякий экспериментатор пользуется всегда масштабами, часами и инертными массами, а также измеряет силы (например, пружинными весами), что, конечно, возможно лишь в определенной «локальной» системе отсчета (лабораторной системе). Это требует точного физического определения системы отсчета, относительно которой, по крайней мере, «локально» должно быть возможно разложение пространственно-временного континуума на измеримое (масштабами) эмпирическое пространство и измеримое время (стандартными часами). Соответственно этому, принципиально нужно различать общую ковариантность законов природы от инвариантности при перемене физической системы отсчета («наблюдательной инвариантности»), имеющейся, правда, лишь в особых случаях, например в «специальной» теории относительности для множеств наблюдателей, движущихся равномерно поступательно.

4. Мы обозначаем проекции на эмпирическое пространство подчеркиванием соответствующего индекса.
5. См. *T. L. Synge. Relativity (the General Theory)*. North Holland, Amsterdam, 1960, S. 172.
6. Введение метрики трехмерного эмпирического пространства эквивалентно введению трех дополнительных пространственноподобных ортогональных векторов, представляющих совместно с u_μ 4-поле. См. *T. Synge*. Там же, стр. 169 и сл.
7. Сравни *Landau, Lifschitz. Klassische Feldtheorie*. Akademie Verlag, Berlin, 1963, стр. 262 и сл. (*Ландау, Лифшиц. Теория поля*).
8. Обычную производную по x^ν обозначаем через $| \nu$, ковариантную производную через $\| \nu$.
9. В этой «покоящейся системе» наблюдателей имеем

$$|(m\dot{x}_{\mu})_{|\nu} - (m\dot{x}_{\nu})_{|\mu}| u^{\nu} = (m\dot{x}_{\mu})_{|4} / \sqrt{g_{44}}.$$

Так как здесь речь идет о векторе, то он имеет смысл частной производной 3-импульса по собственному времени наблюдателей также в любой другой системе координат.

10. *F. A. E. Pirani. Gauss's Theorem and Gravitational Energy.* Правда, нам кажется, что приведенное Пирани разложение p_{μ} на j_{μ} и s_{μ} , совпадающее с нашим, не совсем последовательно. Ср. также *H. Hönl, H. Dehnen. Z. f. Phys., 1966, 191, 313.*
11. *A. Einstein. Ann. d. Phys., 1916, 49, 771* (см. русск. перевод: Собр. научн. трудов, т. I, стр. 490. Изд-во «Наука», 1965). Руководствуясь этой идеей, Эйнштейн (в § 16) впервые вывел свои полевые уравнения гравитации. То, что эта идея позже опять была потеряна, связано, конечно, с тем, что эйнштейновский «тензор энергии» поля $t_{\mu\nu}$ не обладает никакими свойствами тензора, даже относительно чисто пространственных преобразований координат. По этой причине нам также кажется, что не имеет смысла связывать эйнштейновские компоненты энергии-импульса гравитационного поля $t_{\mu\nu} u^{\nu}$ с нашим s_{μ} .
12. *F. A. E. Pirani.* Там же.
13. См. *T. Synge.* Там же, стр. 41 и сл.
14. См. прежде всего *C. Möller. Ann. of Physics, 1958, 4, 347; Max — Planck — Festschrift, 1958, 139; Evidence for Gravitational Theories, Academic Press. London — New York, 1962, S. 252; Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selok, 1964, 34, 3.*
15. В системе покоя наблюдателей имеет место $Q_{\mu\nu} = \frac{h_{\mu\nu}/4}{\sqrt{g_{44}}}$. Таким образом, $Q_{\mu\nu}$ имеет значение частной производной пространственной метрики по собственному времени наблюдателей. Далее, в системе покоя наблюдателей имеет место $\xi \sim \sqrt{g_{44}}$. Тем самым видна связь (6.3) с механикой Ньютона.
16. U отрицательно, так как $E_{\mu} = \varphi_{|\mu}$ пространственно-подобное.
17. Ср. *J. Ehlers, W. Kundt* в *Gravitation*, изд. L. Witten. London — New York, 1962, S. 68, 69.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ СВОБОДНО ПАДАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛЕ ¹

Измерения силы тяжести производились лишь для макроскопических предметов [1, 2], нейтральных частиц [3] обычной материи и фотонов [4]. Моррисон и Гольд предположили возможность того, что обычная материя отталкивает антиматерию [5, 6].

Косвенные данные о виртуальной антиматерии в нуклонах [7] и о короткоживущих античастицах [8] подсказывают, что антиматерия имеет обычные гравитационные свойства, однако нет прямых измерений, подтверждающих это.

Наличие отталкивающей силы представляло бы большой интерес не только потому, что это нарушило бы принцип эквивалентности общей теории относительности, но и потому, что это оказалось бы механизмом для отделения в больших масштабах материи от антиматерии во Вселенной [5, 6].

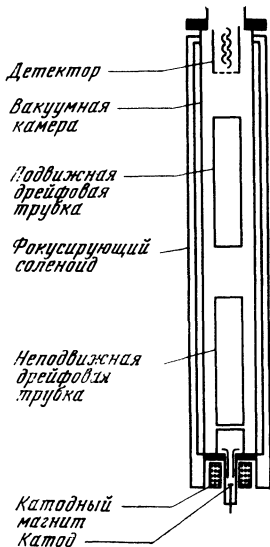
В целях исследования гравитационных свойств антиматерии было решено сравнить гравитационное ускорение позитронов и электронов в поле тяжести Земли [9]. Настоящая статья описывает осуществление первой половины этой программы, именно определение ускорения электронов гравитационным полем Земли в вакууме внутри металлической трубы.

Техника измерения силы тяжести электронов обсуждалась вкратце Витеборном, Кнайтом и Фаирбанком в [10] и подробно Витеборном [11]. Наиболее подходящий метод заключается в анализе распределения времен пролета сво-

¹ F. C. W i t t e b o r n, W. M. F a i r b a n k. Experimental Comparison of the gravitational force on freely falling electrons and metallic electrons. Phys. Rev. Letts., 1967, 19, № 18, p. 1049—1052.

Р и с. 1. Схема части установ-
ки, погруженной в гелий

Электрическая проводка, сосуд Дьюара, система вакуума не показаны. Результаты, обсуждаемые в настоящей статье, получены при отрицательном смещении неподвижной дрейфовой трубки относительно вакуумной камеры и подвижной дрейфовой трубки, так что электроны двигались медленно только в неподвижной трубке



бодно падающих электронов внутри металлической трубки, в которой все вертикальные градиенты электрической и магнитной потенциальной энергии меньше 10^{-11} эв/м, за исключением известных или умышленно наложенных однородных электрических полей. Такие однородные электрические поля должны быть порядка $mg/e = 5,6 \cdot 10^{-11}$ в/м, где m — инертная масса электрона, g — гравитационное ускорение макроскопической нейтральной материи и e — абсолютное значение электрического заряда электрона.

Вертикальное электрическое поле, происходящее от индуцированных зарядов, значительно уменьшается в случае заключения зоны свободного падения в длинную (91 см) вертикальную медную дрейфовую трубку (рис. 1), с очень точным внутренним диаметром ($5 \text{ см} \pm 0,0003 \text{ см}$). Электроны вынуждены двигаться вдоль оси дрейфовой трубки благодаря магнитному полю коаксиального сверхпроводящего соленоида. Дрейфовая трубка уменьшает как индуцированный потенциал, так и потенциал от зон катода и детектора приблизительно в $\exp(-2,4 z/a)$ раз, где z — расстояние от ближайшего конца трубки и a — радиус трубки.

Электрическое поле от томсон-эффекта (электродвижущая сила из-за градиента температуры) доводится до минимума термической изоляцией трубки везде, кроме одного конца, где она соединяется медными и сапфировыми стержнями с ванной жидкого гелия вне вакуумной системы. Коэффициент Томсона для меди вблизи $4,2^\circ \text{K}$ порядка 10^{-6} в/град, так что температурный градиент меньше, чем 10^{-5} град/м.

Решение работать с установкой при температуре жидкого гелия обусловлено желанием пользоваться строго постоянными токами для поддержания не меняющегося со временем магнитного поля в зоне свободного падения и преимуществом криогенного откачивания. Последнее весьма важно для снижения давления ниже 10^{-11} торр, чтобы взаимодействия с индуцированными диполями остаточного газа были достаточно слабыми и редкими. Наиболее важное преимущество низкой температуры заключается в бесспорном подавлении мозаичного эффекта (patch effect). Ожидалось, что пространственные флуктуации работы выхода на поверхности дрейфовой трубки, обусловленные хаотической ориентацией кристаллов (patch effect), вызовут флуктуации потенциала на расстоянии 1 см порядка 10^{-3} эв при комнатной температуре [11]. Оказалось, что при $4,2^\circ \text{K}$ на оси дрейфовой трубки диаметром 2 см флуктуации потенциала были меньше, чем 10^{-10} в/м [10, 11].

Возможно, это объясняется адсорбцией водорода и гелия из основного газа во время охлаждения. Эти газы достаточно подвижны, чтобы двигаться по покрытой газом поверхности при $4,2^\circ \text{K}$ в сторону минимума энергии. Это может иметь результатом поверхностный потенциал, пространственные флуктуации которого имеют атомные размеры, что с очень большой вероятностью обеспечивает постоянный потенциал на протяжении нескольких сантиметров.

Предполагается, что фокусирующий соленоид создавал однородное (с точностью 10^{-4}) магнитное поле напряженностью в пределах 7—20 G, несоизмеримое с внешним экранированным полем, допускающим пространственные вертикальные колебания порядка 0,05 G. Взаимодействия между полем с градиентом порядка 0,05 G/м с магнитным моментом спина и орбитального движения электрона вызывают силы по крайней мере 10 mg, за исключением элект-

ровов в основном состоянии. Магнитная энергия нулевой точки орбитального движения уравнивается с высокой степенью точности магнитной энергией спина электронов в основном состоянии. При помещении источника электронов в сильном магнитном поле (3000 G) электроны, не находящиеся в основном состоянии, испускаются с магнитной потенциальной энергией свыше 10^{-6} эв. Электроны в основном состоянии взаимодействуют лишь с градиентом поля, аномальный магнитный момент которого примерно в 2000 раз меньше и противоположно направлен. Итак, группа электронов, излученных катодом, становится пространственно обособленной и согласованной в отношении начальной скорости и магнитного состояния. Та группа, которая движется через дрейфовую трубку с кинетической энергией меньшей, чем 10^{-6} эв, должна находиться в основном состоянии.

Электроны, прошедшие через дрейфовую трубку, детектируются электронным умножителем (рис. 1), выходной сигнал которого, после усиления и анализа величины импульса, служит отсчетом каждого детектированного электрона. Число электронов, пришедших в каждом 2,5 мсек интервале после прекращения импульсной эмиссии из катода, фиксируется в запоминающем устройстве 400-канального счетчика. Каждый импульс содержит около 10^9 электронов, но в лучшем случае лишь один с энергией ниже 10^{-9} эв. После накопления времен пролета электронов порядка 10 000 импульсов анализируется распределение времени пролета для определения потенциала в дрейфовой трубке, как описывается ниже.

Если бы в трубке не было других полей, кроме гравитационного, и все электроны покидали катод в одно и то же время, ни один из них не достигал бы детектора после $t_{\max} = (2h/g_f)^{1/2}$, где h — длина дрейфовой трубки и g_f — ускорение свободно падающего электрона. Однако действие тяжести на частицы в металлических стенках дрейфовой трубки вызывает однородное электрическое поле, величина которого, по расчету Шиффа и Барнхилла [12], равна $E_w = mg/e$ и направлена так, что оно точно уравнивает вес электронов и $g_f = g$, где g — гравитационное ускорение макроскопической материи. Мы нашли целесообразным наложить дополнительное слабое однородное электрическое поле E_a с помощью постоянного тока в дрейфовой трубке параллельно ее оси. Учитывая эти поля, мак-

симальное наблюдаемое время пролета получается

$$t_{\max} = [2hm/(mg_f - eE_w + eE_a)]^{1/2}. \quad (1)$$

При измерении t_{\max} для отдельных значений E_a можно контролировать как массу m исследуемых частиц, так и величину $mg_f - eE_w$.

В экспериментально наблюдаемых распределениях времен пролета число отсчетов на канал уменьшается до постоянной основной величины с увеличением времени пролета. Время пролета, при котором распределение получается постоянным, принимается за t_{\max} . Визуальное исследование распределений, получаемых при различных значениях E_a , показывает, что t_{\max} обратно пропорционально $\sqrt{E_a}$. Кроме того, эта зависимость соответствует электронной массе частиц. Например, при наложении поля в $5 \cdot 10^{-11}$ в/м видно, исходя из распределения, что t_{\max} равно примерно 0,370 сек, тогда как при поле в $1,3 \cdot 10^{-10}$ в/м величина t_{\max} визуально оканчивается около 0,200 сек. Вставляя эти визуальные оценки в уравнение (1), получаем около 10^{-11} в/м для $E_w - mg/e$, что меньше, чем 0,3 mg/e и $5 \cdot 10^{-31}$ кг для m . Это свидетельствует о том, что частица является электроном. В большинстве экспериментов эффект от наложения поля частично затемняется статическими флуктуациями числа отсчетов на канал и счетом постоянного фона; это делает желательным анализ с помощью электронно-вычислительной машины. Кроме того, на распределения влияют задержка и последовательное освобождение электронов вблизи катода и окантовка электрического поля вблизи концов дрейфовой трубки. Для учета всех этих эффектов нужно связывать полное распределение времен пролета при полях, имеющих место в дрейфовой трубке, с распределением энергии электронов источника при учете фона. Пусть ϵ — минимальная кинетическая энергия электрона, прошедшего дрейфовую трубку. Пусть $N(\epsilon)$ означает число электронов, испущенных катодом с энергиями в интервале $0 - \epsilon$. $N(\epsilon)$ пропорционально ϵ в узком диапазоне энергии электронов, время пролета которых измерялось. Если эти электроны до входа в дрейфовую трубку — тепловые, то можно показать [11], что распределение, отмеченное у детектора, должно быть пропорциональным $\epsilon^{1/2}$. При анализе наших результатов мы полагаем $N(\epsilon) = C\epsilon^\gamma$, где γ определялось экс-

периментальными распределениями. Пусть t — время прихода электрона к детектору и t_e — время входа в дрейфовую трубку. Из интеграла энергии имеем

$$t - t_e = \left(\frac{1}{2} m \right)^{1/2} \int_0^h \frac{dz}{[\varepsilon - \Phi(z)]^{1/2}}, \quad (2)$$

где $\Phi(z)$ включает все линейные члены потенциальной энергии, так же как и потенциал окантовки.

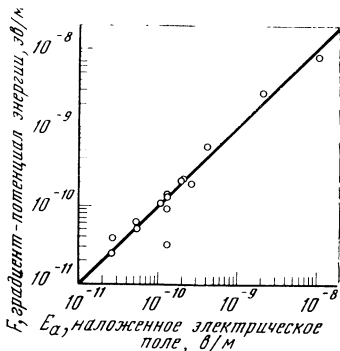
Последний был аппроксимирован в большей части дрейфовой трубки линейным членом $(mg_f - eE_w + eE_a)z \equiv Fz$, а в зоне максимального потенциала (минимума скорости электрона) — квадратичным членом от z , коэффициенты которого были вычислены так, чтобы кривизна $\Phi(z)$ соответствовала кривизне, вычисленной по известным потенциалам окантовки. Вычисление $t - t_e$ для нескольких значений ε позволило инвертировать интеграл энергии для определения ε как функции от $t - t_e$, $(mg_f - eE_w + eE_a)$ и m .

Мы нашли опытным путем, что максимальное число медленных электронов получается при «смещении» (положительное напряжение относительно дрейфовой трубки) вблизи катода. Поэтому мы должны предполагать, что некоторые, если не все, из наших очень медленных электронов израсходовали дополнительное время в этой ловушке до прохождения дрейфовой трубки, результатом чего является t_e . Отсутствие влияния ловушки может встречаться при столкновениях с многочисленными частицами, с другими электронами и остаточным газом или как результаты флуктуаций напряжения в электродах вблизи ловушки. Так как времена прихода подчиняются закону сохранения энергии, мы считаем, что число электронов, входящих в дрейфовую трубку к моменту t_e , изменяется пропорционально t_e^{-n} . Поскольку измеряется лишь t , то мы должны определять распределение времен сверх различных времен входа, исходя из T как ненулевой минимальной оценки t_e . Тогда число электронов, приходящих после времени t , будет

$$N(\alpha, \gamma, \eta, t, F) = \alpha \int_T^t [\varepsilon(t - t_e), m, F]^\gamma t_e^{-\eta} dt_e, \quad (3)$$

Р и с. 2. Экспериментальные измерения градиента потенциальной энергии F в зависимости от наложенного электрического поля E_a

Сплошная линия представляет $F = eE_a$ для частицы, имеющей инертную массу электрона



где α — эмпирическая постоянная, пропорциональная общему числу наблюдаемых электронов. Число отсчетов в данном временном интервале Δt будет $\Delta N/\Delta t + \beta$, где β — фоновый шум за интервал.

Была сделана обработка $\Delta N/\Delta t + \beta$ по методу наименьших квадратов для каждой серии данных для каждого значения E_a , используя E , α , β , γ и η как регулируемые параметры. Это было сделано на цифровой вычислительной машине IBM7090 с помощью программы нелинейного выравнивания методом наименьших квадратов [13]. Оптимизированные вычислительной машиной значения F показаны на рис. 2 как функция от наложенного поля. Из рисунка ясно, что $mg_f - eE_w$ должно быть весьма малым. Усреднение $F - eE_a$ по 11 сериям экспериментов при $E_a < 2,5 \cdot 10^{-10}$ в/м дает $0,13 \cdot 10^{-11}$ эв/м для $mg_f - eE_w$ со средним квадратичным отклонением $0,47 \cdot 10^{-11}$ эв/м.

Учитывая неточности h , измерений времен полета, измерений наложенного поля, мы получаем общее отклонение $0,51 \cdot 10^{-11}$ эв/м или около $0,09 mg$.

Эксперимент показал, что вертикальная составляющая силы, действующей на электрон, падающий вдоль оси вертикальной медной трубки диаметром 5 см, меньше $0,09 mg$. Этот результат согласуется с теоретическим вычислением Шиффа и Барнхилла [12]. Мы заключаем, что сила тяжести электрона в металле та же, что и электрона в вакууме.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. V. Eotvos, D. Pekar, E. Fekete.* Ann. Physik, 1922, **68**, 11.
2. *P. G. Roll, R. Krotkov, R. H. Dicke.* Ann. Phys. (N. Y.), 1964, **26**, 442.
3. *J. W. T. Dabbs, J. A. Harvey, D. Paya, H. Horstmann.* Phys. Rev., 1965, **139**, B756.
4. *R. V. Pound, J. L. Snider.* Phys. Rev., 1965, **140**, B788.
5. *P. Morrison, T. Gold.* Essays on gravity. Gravitation Research Foundation. New Boston, New Hampshire, 1957, p. 45.
6. *P. Morrison.* Am. J. Phys., 1958, **26**, 358.
7. *L. I. Schiff.* Proc. Nat. Acad. Sci. U. S., 1959, **45**, 69.
8. *M. L. Good.* Phys. Rev., 1961, **121**, 311.
9. *W. M. Fairbank, F. C. Witteborn, L. V. Knight.* Science, 1964, **144**, 562.
10. *F. C. Witteborn, L. V. Knight, W. M. Fairbank.* Proceedings of the Ninth International Conference on Low Temperature Physics, edited by J. G. Daunt, D. O. Edwards, F. J. Milford, M. Jakub. Plenum Press, New York, 1965, p. 1248.
11. *F. C. Witteborn.* Thesis, Stanford University, 1965 (unpublished).
12. *L. I. Schiff and M. V. Barnhill.* Phys. Rev., 1966, **151**, 1067.
13. *D. W. Marquardt.* SHARE. Program Library, Program N NLIN 2, SDA N 3094—01 (unpublished), available from Program Information Department, IBM Corporation, Hawthorne, New York.



ПРОВЕРКА ЗАМЕДЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА *

В то время как в более ранних экспериментах можно было проверить релятивистский доплер-эффект лишь с очень быстрыми частицами (например, каналовыми лучами **), точность измерения эффекта Мёссбауэра позволяет регистрировать квадратичный доплер-эффект даже при тепловых скоростях порядка 100 м/сек. Этим способом недавно оказалось возможным проверить основы специальной теории относительности в ряде экспериментов ¹⁻⁵. Для получения доплер-эффекта применялась как тепловая скорость ⁵, так и (в остальных экспериментах) движение поглотителя и источника на роторе. Тепловое движение ядер в решетке обуславливает не только уширение линии Мёссбауэра, но и смещение ее максимума (и как эффект высшего порядка — изменение формы линии). Таким образом, температурная зависимость положения максимума также служит мерой доплер-эффекта. В рассуждениях Вегенера ⁶ принимается, что ядро излучает как классический осциллятор. Так как время излучения (время жизни возбужденного состояния) значительно больше, чем

* Н. Н ö n l, F. B e n n e w i t z. Prüfung der Zeitdilatation mit Hilfe des Mössbauer-effektes. Z. Naturforsch., 1966, 21a, 867—869.

** Н. O t t i n g. Phys., 1939, 2, 40, 681.

¹ Н. J. H a y, J. P. S c h i f f e r, T. E. C r a n s h a w, P. A. E g e l s t a f f. Phys. Rev. Letters, 1960, 4, 165.

² D. C. C h a m p e n e y, G. R. I s a a k, A. M. K h a n. Nature. London, 1963, 198, 1186; Phys. Letts., 1963, 7, 241; Proc. Phys. Soc. London, 1965, 85, 583.

³ W. K u n d i g. Phys. Rev., 1962, 129, 2371.

⁴ K. C. T u r n e r, H. A. H i l l. Phys. Rev., 1964, 134, B252.

⁵ R. A. P o u n d, G. A. R e b k e. Phys. Rev. Letters, 1960, 4, 274.

⁶ Н. W e g e n e r. Das Mössbauer-effekt. Bibliographisches Institut Mannheim, 1965, p. 103.

периоды колебаний решетки, то движение ядер усредняется по колебаниям решетки, и замедление времени зависит лишь от \bar{v}^2 (среднего квадрата скорости), т. е. от температуры, и не зависит от особенностей структуры решетки. На 1°K ⁷ приходится относительное смещение

$$\frac{\Delta\nu(T)}{\nu_0} = \frac{E(T)}{2NMc^2}, \quad (1)$$

M — атомный вес, E — энергия на моль, N — число Лошмидта, c — скорость света.

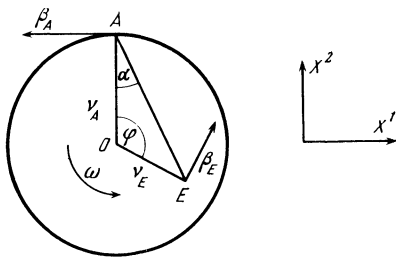
Измеренные величины температурного смещения совпадают с вычисленными в пределах погрешностей измерения. Все же сравнение является не очень убедительным из-за большой неточности и неопределенности вследствие принятых упрощений.

1. СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Более точное подтверждение замедления времени возможно при сравнении частот источника и поглотителя, имеющих одинаковые температуры и расположенных на вращающемся диске. Для ковариантного вычисления пусть источник E и поглотитель A закреплены в любых точках, вращающихся с одинаковой угловой скоростью ω вокруг общей оси O ; r, θ, φ — цилиндрические координаты ($\theta = 0$ обозначает плоскость, проходящую через A перпендикулярно к оси вращения). Углы, скорости и радиус-векторы относятся к лабораторной системе отсчета. Так как в дальнейшем мы будем пользоваться исключительно

⁷ Более точное полуклассическое вычисление должно учитывать, что квант излучается и поглощается мгновенно; нужно, следовательно, уравнение для относительного доплер-смещения двух ядер усреднять по распределению скоростей в источнике и поглотителе при соответствующих температурах, учитывая также, что распределение зависит от спектра фотонов кристалла. Квантовомеханическая трактовка⁸ с использованием гармонических собственных функций осциллятора приводит также к результату (1), однако с применением $E = mc^2$, а не замедления времени. Оба отношения равноценны, если предположить, как обычно, изотропию трехмерного пространства и постоянство c во всех инерциальных системах (A. R o b e r t s o n. Phys. Rev. Letters, 1949, 21, 378).

⁸ B. D. J o s e p h s o n. Phys. Rev. Letters, 1960, 4, 34.



Проекция вдоль оси вращения O

4-векторами u^μ , K^μ и скалярами ν , то проводимые дальше вычисления лоренц-инвариантны.

Радиус-векторы источника в момент излучения r_E и поглотителя в момент поглощения r_A образуют угол φ . За ось x^3 примем ось вращения, за ось x^2 выберем r_A в момент поглощения. Таким образом, системой отсчета мы выбираем инерциальную систему, относительно которой вращается диск.

Для 4-скорости источника в момент излучения $u_E^\mu = \frac{dx_E^\mu}{cd\tau_E}$ (τ — минковское собственное время, метрика

Минковского имеет сигнатуру -2) получаем

$$u_E^\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_E^2}} (-\beta_E \cos \varphi, \beta_E \sin \varphi, 0, 1). \quad (2a)$$

Для 4-скорости поглотителя в момент поглощения

$$u_A^\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_A^2}} (-\beta_A, 0, 0, 1). \quad (2b)$$

Волновой вектор фотона

$$k^\mu = \nu (-\sin \alpha \cos \theta, \cos \alpha \cos \theta, \sin \theta, 1). \quad (3)$$

Здесь θ и α — сферические углы трехмерного волнового вектора, ν — частота волны в лабораторной системе. Для частот источника и поглотителя (собственные частоты источника ν_E и частота волны ν_A в системе поглотителя) имеют место соотношения $\nu_E = k_\mu u_E^\mu$ и $\nu_A = k_\mu u_A^\mu$.

Учитывая это, получаем из (2а, б) и (3)

$$v_A = v_E \frac{1 - \beta_A \sin \alpha \cos \theta}{1 - \beta_E \sin(\alpha + \varphi) \cos \theta} \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta_E^2}}{\sqrt{1 - \beta_A^2}},$$

при этом множитель, зависящий от углов, выпадает, так как $\beta_A \sin \alpha = \beta_E \sin(\alpha + \varphi)$ (см. рисунок), и мы получаем простой результат

$$v_A = v_E (\sqrt{1 - \beta_E^2} / \sqrt{1 - \beta_A^2}). \quad (4)$$

(Изомерным смещением оказалось также возможным экспериментально определить знак Δv , оставшийся неопределенным в прежних исследованиях; см. сноски 2 и 3 на стр. 170).

2. ОБЩЕКОВАРИАНТНАЯ ФОРМУЛИРОВКА ТЕОРИИ

Предыдущее вычисление, очевидно, лоренц-инвариантно. С другой стороны, мы проведем это же вычисление общековариантно, перейдя к вращающейся координатной системе и используя при этом инвариантность метрического поля для особой группы движения. Для системы отсчета (r, φ, z, ct) , вращающейся вместе с диском, пригодна риманова геометрия. Согласно преобразованиям из лабораторной системы во вращающуюся

$$\begin{aligned} x^1 &= r \cos(\omega t + \psi), & x^2 &= r \sin(\omega t + \psi), \\ x^3 &= z, & x^4 &= ct, \end{aligned}$$

имеем метрический тензор

$$\begin{aligned} g_{11} &= -1, & g_{33} &= -1, & g_{22} &= -r^2, \\ g_{41} &= 1 - \frac{\omega^2}{c^2} r^2, \\ g_{24} &= g_{42} = -\frac{\omega}{c} r^2, \end{aligned} \quad (5)$$

все остальные компоненты исчезают. Обозначим через s_A , s_E римановы длины дуг на мировых линиях поглотителя и источника, t_A , t_E — соответствующие координатные времена. За собственное время ds_E источник излучает точно n волн собственной частоты v_A , которые поглотитель при-

нимает за собственное время ds_1 с частотой ν_A . Так как целое число n инвариантно, то

$$\nu_E ds_E = \nu_A ds_A = n.$$

Поле на вращающемся диске стационарно и тем самым допускает группу движения вдоль оси t . Поэтому два световых конуса, сдвинутые вдоль оси t , отсекают на всех осях t одинаковые отрезки: $dt_A = dt_E$. Мировые линии поглотителя и источника суть t -оси, так что из

$$ds^2 = g_{\mu\nu} d\xi^\mu d\xi^\nu, \quad (\xi^\nu) = (r, \psi, z, ct)$$

следует

$$dr = d\psi = dz = 0, \quad ds_E = \sqrt{(g_{44})_E} dt_E, \\ ds_A = \sqrt{(g_{44})_A} dt_A,$$

откуда

$$\nu_A = \nu_E \frac{ds_E}{ds_A} = \nu_E \sqrt{(g_{44})_E} / \sqrt{(g_{44})_A}. \quad (6)$$

Подставляя выражение для g_{44} , мы вновь получаем прежний результат (4)

$$\nu_A = \nu_E (\sqrt{1 - \beta_E^2}) / (\sqrt{1 - \beta_A^2}).$$

Так как положенное в основу пространство целиком минковское (все компоненты кривизны исчезают), нам нет надобности применять эйнштейновские уравнения поля для решения задачи или даже геодезические уравнения. Общерелятивистская трактовка, очевидно, в данном случае является ковариантной формой вычисления специальной теории относительности. Поэтому результат не позволяет вынести каких-либо заключений о справедливости общей теории относительности или о справедливости принципа эквивалентности (в противовес ^{9, 10}). Это видно уже из того, что эффект можно объяснить на основе лишь специальной теории относительности, в которой принцип эквивалентности не участвует. То, что покоящаяся система источника и поглотителя ускорена (в проведенных до

⁹ M.-A. T o n n e l a t. Les vérifications expérimentales de la relativité générale. Masson et Cie. Paris, 1964, p. 165.

¹⁰ T. E. C r a n s h a w. In Proc. Int. School of Phys. E. Fermi, course 20. Evidence for Gravitational Theorie, 1961, p. 208.

сих пор экспериментах ускорялась лишь система поглотителя), не имеет значения (смотри конец раздела 3); тогда смещение частоты зависит лишь от скоростей источника и поглотителя.

3. ВЫВОДЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Можно спросить, влияет ли вообще ускорение на ход часов? При этом надо обсудить два вопроса:

1) какое изменение хода часов получается в общей теории относительности?

2) остаются ли часы при ускорении невредимыми в механическом отношении?

Мы показали, что в специальном случае вращательных движений общая теория относительности в плоском пространстве-времени приводит к независимости хода «идеальных часов» от ускорений. Если же ускорения вызваны не изменениями действия гравитации, то вообще предполагается, что они не могут влиять на ход часов. Так как, с другой стороны, мы предполагаем справедливость специальной теории относительности, то вышеуказанные эксперименты допускают проверку и этого постулата¹¹. Результатом экспериментов с вращением является то, что при ускорениях порядка $10^5 g$, вызванных кулоновскими силами (постоянного направления), наложенными на тепловые ускорения, ядро Fe^{57} в качестве часов имеет стабильность не менее $5 \cdot 10^{-15}$ (относительное изменение энергии $\Delta E/E$ первого возбужденного уровня меньше относительной неточности измерения максимума распределения E порядка $5 \cdot 10^{-15}$).

Эффект тепловых ускорений порядка $10^{16} g$ нельзя оценить выше ошибки измерения температурного сдвига, ибо эти ускорения изотропны; не прибегая к подробной теории часов (деформации ядра), этот эффект можно ограничить доплеровским расширением линий. Так, получается, что кулоновские ускорения порядка $10^{16} g$ в ядре Fe^{57} вызывают относительное изменение хода (относительный сдвиг уровня $\Delta E/E$) менее 10^{-12} .

¹¹ C. W. S h e r w i n. Phys. Rev., 1960, 120, 17.

При обработке экспериментов с роторами нам пришлось учитывать углы, определяющие взаимное расположение источника и поглотителя.

Однако оказалось, что сдвиг частоты зависит лишь от их расстояний от оси вращения, так что можно распределить источник и поглотитель на концентрических цилиндрических поверхностях. При этом не только отпадают электронные торы, но и прежде всего уменьшаются статистические ошибки из-за значительного увеличения числа отсчетов. Мы хотели бы подчеркнуть эту возможность улучшения экспериментальной установки.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ *

Многочисленные и впечатляющие проверки специальной теории относительности являются следствием того, что эта теория представляет объяснение не какого-либо частного физического феномена, а является кинематикой и динамикой общего характера, на фоне которых описываются многочисленные феномены: балансы энергии, столкновения частиц и т. д. Поэтому вопреки кажущимся парадоксам, которые первые оппоненты выдвигали против ее принципов, и вопреки ее практической ценности лишь для высоких скоростей, специальная теория относительности с ее многочисленными проверками господствует во всей теоретической физике.

Наоборот, общая теория относительности, хотя и представляет расширение принципа относительности, практически остается теорией частного физического феномена гравитации. Но гравитационные действия суть слабые взаимодействия. Отсюда их проверки априорно весьма ограничены, и весьма трудно обнаружить с очевидностью те отклонения, которые они вносят в ньютоновские предсказания.

Поэтому после замечательных предсказаний о вращении перигелия планет, искривления световых лучей в гравитационном поле проверка общей теории относительности оставалась на мертвой точке почти тридцать лет. Конечно, можно было предсказать эффекты, следующие из первоначальной теории (поле вращающегося тела) или даже из ее расширений в единые теории электромагнетизма и гравитации. Однако эти предсказания касались слишком малых

* Marie-Antoinette Tonnelat. Les vérifications expérimentales de la relativité générale. Rend. Semin. mit Univ. e Politecn. Torino, 1965/1966, 25, 5—25.

эффектов, недоступных в силу экспериментальных погрешностей. Из-за этого самая замечательная из теорий Эйнштейна казалась теорией преимущественно математической, недоступной коррекциям на основе экспериментов. Такая ситуация отнюдь не комфортабельна и мало завидна для физической теории, призвание которой заключается в том, чтобы все время подвергаться проверке прогрессирующей техникой.

Типичные экспериментальные проверки общей теории относительности всегда представляют собой очень слабые отклонения от ньютоновского закона притяжения. Для проявления этих отклонений надо одновременно располагать чрезвычайно сильными источниками, особо стабильными детекторами.

Источники гравитационного поля — Земля, Солнце, звезды нашей галактики — диктуются нам природой. Все же усовершенствования наблюдений (в особенности на Паломаре) непостижимо увеличивают возможности исследования. Стало возможным выявить звезды с плотностью большей, чем у Солнца (в 10^6 раз превышающей плотность воды¹ — «белые карлики»: спутник Сириуса, Сириус В, 40 Eri В и т. д.), образующие около себя весьма интенсивное гравитационное поле. Наконец, удалось в последнее время наблюдать радиоисточники огромных энергий, интерпретация которых выдвигает новые проблемы, такие, как гравитационный коллапс². Эти «Объекты» (их природа загадочна) были предметом недавних конгрессов в Далласе (1963 г.) и в Остине (Техас, 1964 г.).

С другой стороны, средства детектирования прогрессировали за последние годы весьма быстро; «мазеры» (или атомные и молекулярные часы) являются весьма стабильными источниками; эффект Мёссбауэра представляет чрезвычайно узкие линии поглощения. Научились строить точные гироскопы и рассчитывать воздействие на них определенных гравитационных полей. Наконец, мы располагаем спутниками, позволяющими совершать разнообразные эксперименты. Можно даже питать надежду, пока, правда, еще неопределенную, что удастся возбуждать, детектиро-

¹ Белый карлик с массой, равной половине массы Солнца, имел бы радиус в сто раз меньший, чем у Солнца.

² При критическом сжатии масса весьма интенсивно излучает энергию.

вать и, может быть, тормозить «гравитационные волны». Эти различные возможности привели к возобновлению теоретических исследований над гравитационными феноменами и, следовательно, исследований по общей теории относительности. Можно было бы изобразить число публикаций по общей теории относительности в виде функции времени (в долях от общего числа работ по теоретической физике), которая показала бы растущий интерес к этим вопросам с 1955 г.

I. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Что нужно понимать под экспериментальной проверкой общей теории относительности?

Общая теория относительности одновременно представляет:

а) обобщение принципа специальной теории относительности; в этом случае она содержит постулат равноценности всех локальных систем Минковского в отношении описания законов движения; эта общая теория относительности предполагает возможность сшивания с помощью искривленного пространства-времени различных тангенциальных евклидовых пространств, совпадающих мгновенно с каждой собственной местной системой отсчета; итак, она влечет за собой неевклидово описание движений;

б) теорию гравитационного поля; в принципе подобная теория должна быть релятивистской в узком смысле, она не требует априори неевклидова формализма.

Нет никакой логической связи между аспектами а) и б).

Связь осуществляется принципом эквивалентности, полученным из опыта, т. е. постулатом о локальном тождестве между инерционными и гравитационными силами. Эта тождественность, как известно, возможна в силу экспериментально установленного равенства между гравитационной и инертной массами. Это равенство, вытекающее из классических экспериментов Этвеша и Зеемана, весьма недавно подверглось сомнению.

Р. Дикки предпринял около 1960 г. систематические измерения равенства масс, аргументируя это тем, что присутствие барона Этвеша около прибора должно было при-

вести к ошибке в тысячу раз большей, чем точность $\Delta m/m = 10^{-9}$, указанная Этвешем.

Вместо того чтобы сравнивать инертную массу, обусловленную суточным вращением ($f = m\omega^2 r$), с гравитационной массой, проявляющейся в силе тяжести, Р. Дикки³ заменяет последнюю притяжением Солнца.

Рассмотрим систему, образованную двумя телами c_1 и c_2 , подвешенными на концах коромысла, расположенного для упрощения на полюсе. Вместе с Землей c_1 и c_2 «падают» на Солнце. С другой стороны, вращение Земли заставляет эти пробные тела вращаться с угловой скоростью ω , равной угловой скорости вращения Земли, и с диаметрально противоположными линейными скоростями v_1 и v_2 .

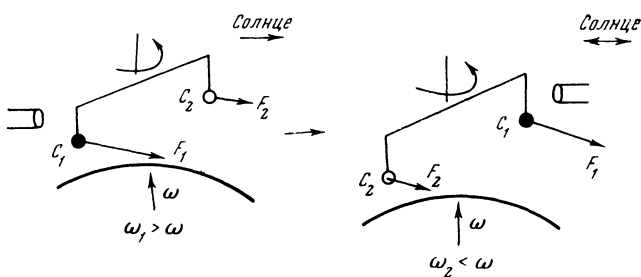
В этих условиях тело c_1 приближается к Солнцу, а тело c_2 удаляется; через 12 часов их роли меняются. Угловые скорости остаются в принципе равными ω .

Притяжение Солнца действует как на c_1 , так и на c_2 . Предположим, что c_1 притягивается сильнее, чем c_2 (т. е. $F_1 > F_2$). В этом случае c_1 испытывает большее по величине ускорение, чем торможение, испытываемое c_2 ; отсюда угловая скорость $\omega_1 > \omega_2$. Наоборот, через 12 часов отдаляющееся тело c_1 сильнее тормозится, чем ускоряется приближающееся тело c_2 . Отсюда угловая скорость $\omega_2 < \omega_1$. Если бы существовала разница в отношении гравитационной массы к инертной массе для c_1 и c_2 , то наблюдалось бы суточное изменение угловой скорости системы. Так как никакого изменения не наблюдается, Дикки делает вывод о правильности заключений из опытов Этвеша, хотя и сомневается в правильности их предпосылок.

Большая точность, достигнутая в опытах Дикки (прибор с тремя телами), позволяет сделать заключение о равенстве масс с точностью $\Delta m/m \leq 10^{-10}$.

Необходимо отметить, что это равенство чисто локальное, в строгом соответствии с условиями эксперимента. Отношение M/m — величина, независимая от пробного тела. Рассматривать ее как универсальную постоянную

³ R. H. Dicke. New research on old gravitation. Science, 1959, 129, 621; The Eötvös Experiment, Scientific American, dec. 1961, 84; Gravitation, an enigma, J. Wash. Acad. Sc., 1958, 213; Gravitation without a Principle of Equivalence. Rev. Mod. Phys., 1957, 29, 363.



Р и с. 1.

означало бы выйти за рамки результата эксперимента. В частности, Дирак и сам Дикки рассматривали возможность соответствующих вариаций гравитационной постоянной G (U) и постоянной тонкой структуры. И та и другая могли бы быть функциями ньютоновского локального потенциала. Это приводило бы к определению внутренней энергии частицы как функции от гравитационного потенциала данного места. В этих условиях инертная масса m_i , проявляющаяся в опыте Этвеша, отличалась бы от массы $\bar{m} = E/c^2$, вытекающей, например, из баланса ядерной энергии

$$m_i = \bar{m} + \frac{\partial \bar{m}}{\partial U} \cdot$$

Осуществленные сравнения на основе измерений m_i с помощью массового спектрографа и \bar{m} с помощью баланса энергии не дали пока очень убедительного результата.

В теоретическом плане тождество гравитационной и инертной масс возбуждает новые проблемы, как только появляются аппроксимации, необходимые для обнаружения гравитационного излучения. В этом случае нормировка масс в общей теории относительности весьма отличается от их нормировки в теориях типа классической электродинамики. Сами понятия собственного поля и «внешнего поля» зависят от этого определения масс. Именно поэтому Л. Инфельд мог недавно писать, что тождество гравитационной и инертной масс, бесспорное в ньютоновском приближении, становится значительно более сомнительным, когда затрагивают более тонкие проблемы, касающиеся, в частности, излучения.

II. ПРЕДСКАЗАНИЯ, СЛЕДУЮЩИЕ ИЗ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Напомню вкратце, что экспериментальные предсказания общей теории относительности вытекают из:

1) *уравнения поля*, представляющего структурное условие кривизны неевклидовой Вселенной:

$$S_{\mu\nu} (g_{\alpha\beta}, \partial_\rho g_{\alpha\beta}, \partial_{\rho\sigma}^2 g_{\alpha\beta}) = \chi T_{\mu\nu},$$

$S_{\mu\nu}$ — тензор Эйнштейна, выражающий геометрические структуры в зависимости от метрики $g_{\alpha\beta}$ и ее производных двух первых порядков; $T_{\mu\nu}$ — импульс-энергия источников, феноменологический вклад, который Эйнштейн сравнивал с грубой материей по сравнению с «тонким мрамором» первого чисто геометрического члена;

2) *законов движения*. Они сопоставляют траектории частицы, находящейся под действием только лишь гравитационного поля, с наиболее прямыми линиями, т. е. с геодезическими линиями $\delta \int ds = 0$ неевклидова пространства. В самом деле, роль источников, т. е. масс, состоит не в действии на расстоянии, а в искривлении Вселенной в их окрестности.

В этой искривленной Вселенной материальная частица, а также фотон движутся свободно и описывают обобщенную прямую, т. е. геодезическую линию.

Эти кинематические концепции (подразумевающие неевклидову кинематику) совершенно меняют ньютоновские постулаты. Отсюда экспериментальная проверка будет тем более ценной, чем более она исходит из полного пересмотра фундаментальных принципов.

Я ограничусь рассмотрением тех проверок общей теории относительности, которые связаны с исследованием движения планет и спутников. Пока это наиболее полные и наиболее надежные проверки.

1. *Движение планет и спутников* (центральное тело статическое). Когда речь идет о движении планеты или спутника, то общая теория относительности предсказывает, методом возмущения, модификацию траекторий.

Для каждого оборота планеты получается классическое вращение перигелия

$$\Delta\varphi = \frac{6\pi GM}{ac^2(1-e^2)} \text{ рад}, \quad (1)$$

где M — масса центральной звезды, a — большая полуось и e — эксцентриситет орбиты.

Отклонение световых лучей в гравитационном поле представляет проверку на пределе погрешностей эксперимента.

Измерения гравитационного смещения, осуществимые как с помощью мазеров на спутниках, так и с помощью эффекта Мёссбауэра, будут предметами другого обзора. Они представляют, кстати, лишь частичную проверку общей теории относительности. Смещение в самом деле в большинстве экспериментов не относится ко всей совокупности структуры пространства-времени, а лишь к потенциалу g_{00} .

Я оставляю на будущее интерпретации, которые могут представить релятивистские космологии по поводу недавних впечатляющих квазизвездных источников и возможного гравитационного коллапса.

а) *Применения к планетам.* В частном случае, когда гравитационное поле — солнечное, из (1) получается

$$A\varphi'' = \frac{57,348 \cdot 10^{10}}{a(1 - e^2)}, \quad (2)$$

где $M = 1,983 \cdot 10^{33}$, $G = 6,66 \cdot 10^{-8}$. Вращение перигелия тем больше, чем меньше a и чем ближе e к единице. Для Меркурия $a = 5,72 \cdot 10^{12}$ см, $e = 0,2056$, $T = 87,97$ дней.

Отсюда теоретическое предсказание

$$\Delta\Omega_{\text{теор}} = 42''9 \text{ за столетие,}$$

это очень близко к фактическому значению

$$\Delta\Omega_{\text{факт}} = 42''56 \text{ за столетие.}$$

Последнее значение получено с бесспорной точностью; ньютоновская теория движения Меркурия полностью пересмотрена Клеменсом в 1949 г. ⁴ С этой целью он использовал метод Ньюкомба, проанализировав все данные о Меркурии, записанные с 1765 по 1937 г. Затем (1947 г.) Клеменс показал значимость сравнений результатов теории и наблюдений. Их значение вне сомнения.

⁴ G. M. C l e m e n s e. The Relativity effects in planetary motions. Rev. Mod. Phys., 1947, 19, 36; Proc. Ann. Phil. Soc., 532, 93, 1949,

Аналогичную методику применил Морган (1945 г.)⁵ для уточнения перигелия Земли и позднее Дункомб (1958 г.)⁶ для Венеры.

Сравнительные результаты следующие:

Планеты	$a/10^4$ км	e	T , дней	$(\Delta\Omega_{100})_{\text{вычисл.}}$	$(\Delta\Omega_{100})_{\text{набл.}}$
Меркурий	58	0,2056	87,97	42"9	42"56 ± 0"91
Венера				8"6	8"4 ± 4"8
Земля	149,5	0,0167	365,25	3"84	4"6 ± 2"7
Марс	227,8	0,0934	686,98	1"35	

Несмотря на малый эксцентриситет Земли, последние сравнения кажутся достаточно убедительными.

Для подтверждения такого типа проверок недавно обратились к астероиду Икар. Обнаруженный в 1949 г. на Паломаре этот астероид с диаметром в 1,4 км имеет следующие характеристики:

$$a = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}, \quad e = 0,8265, \quad T = 408,65.$$

Итак, он обладает большим эксцентриситетом (он приближается к Солнцу на 28 миллионов км, тогда как Меркурий — на 46 миллионов). Жилвари подсчитал (1953 г.)⁷ теоретическое вращение перигелия:

$$\Delta\Omega = 10"05.$$

К сожалению, этот астероид, имевший в 1949 г. 16-ю звездную величину, был вновь обнаружен в 1950 и 1952 гг. с 19-й звездной величиной. Итак, этот тип экспериментов ускользает. Жилвари и Лапед предложили использовать искусственные спутники⁸. (Это еще не осуществлено.)

⁵ Morgan. The Earth's perihelion motion. Astr. J., 1945, 127.

⁶ Duncomb. Relativity effects for the three inner planets. Astr. J., 456, 61, 1958.

⁷ J. J. Gilvarrу. Relativity Precession of the asteroid Icarus. Publ. Astr. Soc. Pacific, 1953, 65, 173.

⁸ J. J. Gilvarrу. Verification of General Relativity by means of Artificial Planets. Nature, 1959, 183, 666; La Paz. Publ. Astr. Soc. Pacific, 1954, 66, 13.

б) *Применения к спутникам.* Скорость v спутника по его орбите сравнительно мала. Поэтому предварение $\Delta\varphi$ перигея за один оборот также мало. Однако период оборота близкого спутника весьма мал. Отсюда принципиальная возможность наблюдения заметного эффекта за сравнительно небольшой отрезок времени. Этот эффект возрастает с увеличением эксцентриситета траектории. Например, в то время как вековое предварение Луны всего

$$\Delta\Omega = 0^{\circ}06 \text{ (теоретическое значение),}$$

предварение близких спутников могло бы достигнуть

$$\Delta\Omega = 2000''.$$

К сожалению, эффект вращения перигея (этот эффект действительно наблюдается) можно приписывать многочисленным возмущающим факторам. Уже для планет глобальный наблюдаемый эффект обязан почти полностью возмущающему влиянию близких небесных тел. Так, для Меркурия релятивистский эффект ($43''$) не достигает десятой части общего эффекта ($572''$). Все же можно с уверенностью его различить, и в этом состоит значимость измерения.

Для спутника возмущающее влияние Солнца слабо. Оно вызвало бы очень малое предварение перигея ($\Delta\Omega'' \approx \approx 2''$), и можно было бы им пренебречь. Наибольшие трудности заключаются в точной оценке поправок из-за земной атмосферы и особенно из-за несферичности Земли.

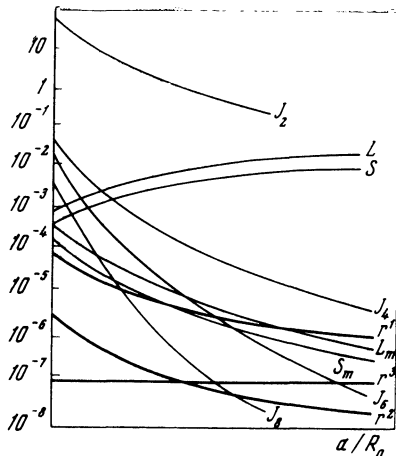
Если удастся улучшить стабильность и плоскостность траекторий, то, быть может, окажется возможным выявить надежное остаточное экспериментальное предварение. Сравнение его с теоретическим значением релятивистского предварения позволило бы распространить первую проверку общей теории относительности на спутники. Пока это не достигнуто.

В действительности, определение специфически релятивистских орбитальных эффектов натывается, в случае спутников, на существенные возмущения нерелятивистского характера. Наиболее важные следующие:

эффекты, обязанные сплющиванию Земли;

эффекты, обязанные гравитационным полям Луны (L) и Солнца (S);

эффекты, обязанные лунным (L_m) и солнечным (S_m) приливам;



Р и с. 2. Вековые изменения $\bar{\omega}$ перигея спутников в зависимости от большой полуоси (a) орбиты

эффекты давления солнечной радиации;
 эффекты, вызванные столкновениями с метеоритами и частицами (m);

эффекты прецессии оси вращения Земли (p).

Эти различные нерелятивистские возмущения обуславливают следующие кривые (рис. 2), относящиеся к вековым изменениям перигея и вековым изменениям узлов в зависимости от большой полуоси орбиты (выраженной в радиусах Земли). Можно относительно их расположить кривые релятивистских эффектов, обязанных солнечному полю (r^3), вращению Земли (r^2). Видно, что некоторые классические эффекты всегда намного выше релятивистских. По этой причине имеет первостепенную важность выбор стабильной орбиты, при которой имело бы место накопление релятивистского эффекта солнечного поля, выражающееся в изменении наклона орбиты. Сплюсывание Земли не вызывает какого-либо векового изменения наклона, это изменение остается одним из наиболее интересных релятивистских эффектов.

В недавней докторской диссертации Ришарда исследуется возможность выявления специфически релятивистского эффекта наклона орбит спутников ⁹.

⁹ J. P. R i c h a r d. Possibilité de la vérification de la Relativité Générale à l'aide de satellites artificiels terrestres. These Paris, avril 1965; J. P. R i c h a r d. Variations de l'inclinaison de l'orbite d'un satellite terrestre prévue par la Relativité Générale. C. R. Ac. Sc. Paris, 1965, 260, 2139.

2. Движение планет и спутников (без собственного вращения) в гравитационном поле центрального вращающегося тела. Можно полагать, что более существенное релятивистское изменение прецессии перигея вызывается вращением центрального тела (в данном случае Земли). Это влияние можно вывести приближенно из принципов общей теории относительности. Решение, относящееся к статическому полю, обладающему сферической симметрией, очевидно, не применимо. Однако соображения приближенного характера, выдвинутые Лензе и Тиррингом (1918 г.), позволяют все же дополнить классическое решение Шварцшильда (для статического поля со сферической симметрией). Получается

$$ds^2 = - \left(1 + \frac{2Gm}{c^2 r} \right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) + \\ + \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r} \right) c^2 dt^2 + \frac{4GJ\omega}{c^2 r^3} (y dx - x dy) dt.$$

Дополнительные члены пропорциональны угловой скорости ω и моменту инерции J центрального тела. Эти члены позволяют предвидеть прецессию перигея (или перигелия)

$$\Delta_{\varphi_{\text{rot}}} = - \frac{4,8 \cdot \pi R^2 \omega \sqrt{Gm}}{c^2 [a(1-e^2)]^{3/2}} \cos i$$

(R — радиус центрального тела, i — угол между плоскостью орбиты и экваториальной плоскостью центрального тела).

Таким образом, получается вековое запаздывание $\Delta\Omega_{\text{rot}}$ (запаздывание при $\cos i > 0$) тем большее, чем ближе плоскость орбиты спутника к экваториальной плоскости центрального тела ($i = 0$).

Абсолютное значение отношения двух релятивистских эффектов

$$\left| \frac{\Delta\Omega_{\text{rot}}}{\Delta\Omega} \right| = \left(\frac{R}{a} \right)^3 \frac{4T \cos i}{5\tau (1-e^2)^{1/2}}$$

тем больше, чем больше R/a (близкие спутники) и чем меньше τ , т. е. чем больше угловая скорость центрального тела.

Но угловая скорость Солнца сравнительно мала ($\tau = 25$ дней для экватора), и, с другой стороны, R/a достаточно мало для планет солнечной системы ($R/a \sim 10^{-2}$ для Меркурия).

Поэтому релятивистская прецессия перигелия из-за вращения Солнца пренебрежимо мала по сравнению с прецессией, составляющей первый классический эффект. Например, в наиболее благоприятном случае, случае Меркурия, $\Delta\Omega_{\text{rot}}$ порядка $0'' 02$ и $\left| \frac{\Delta\Omega_{\text{rot}}}{\Delta\Omega} \right| \sim 4 \cdot 10^{-4}$, но экспериментальная погрешность приблизительно равна $1''$.

Эти обстоятельства объясняют, почему предсказания, вытекающие из работы Лензе и Тирринга, остались чисто умозрительными при их применении к большим планетам. Было вполне достаточным приписывать пространству-времени обычную сферическую статическую симметрию.

Совершенно иначе обстоит дело в случае прецессии перигея спутников ¹⁰.

Кажется, можно получить экспериментальные проверки, априорно значительные, влияния вращения Юпитера на прецессию перийова его 5-го спутника Амальтея ¹¹.

Для искусственных спутников, таких, что

$$a \sim 10^7 \text{ см}, \quad R/a \sim 10^2,$$

можно предвидеть теоретическое запаздывание

$$\left| \frac{\Delta\Omega_{\text{rot}}}{\Delta\Omega} \right| \sim 4 \cdot 10^{-2}.$$

При величине $\Delta\Omega \sim 1700''$ (для близких спутников) прецессия из-за вращения Земли могла бы достигнуть в благоприятных случаях

$$\Delta\Omega_{\text{rot}} = -60''.$$

¹⁰ В настоящее время можно принять, например, следующие характеристики по порядку величин: $a = 10^7 \text{ см}$, $r_0/a \sim 10^{-2}$. Это приводит к теоретическому запаздыванию $\Delta\Omega_{\text{rot}} = 60''$.

¹¹ Действительно, скорость вращения Юпитера значительна. Можно было бы наблюдать для 5-го спутника

$$\Delta\Omega_{\text{rot}} = -3'46'', \quad \Delta\Omega = 36'37''.$$

Однако сплющивание Юпитера влечет за собой изменение перийова в 10^5 раз большее, чем $\Delta\Omega$.

Разумеется, упомянутые выше поправки (возмущения из-за земной атмосферы, несферичности Земли) должны учитываться для получения полной точности. Достижение стабильных орбит сделало бы возможным полезное сравнение экспериментального остаточного предварения с теоретическим, следующим из суперпозиции двух релятивистских эффектов.

Влияние вращения Земли на движение спутников кажется обнадеживающим для будущих проверок общей теории относительности.

3. *Влияние собственного вращения тела в гравитационном поле. Гироскоп.* При любом движении центрального тела пробная частица (планета, спутник), рассматриваемая как материальная точка, описывает геодезическую линию неевклидова пространства, образованного присутствием центрального тела.

Иначе обстоит дело, если пробное тело само вращается и, таким образом, обладает собственным вращающим моментом, или спином. В случае планеты или спутника траектория немного отличается от первоначальной геодезической линии.

С другой стороны, если речь идет о вращающемся теле (гироскоп), находящемся на спутнике или просто на Земле, то его собственный момент вращения S меняется со временем. Наоборот, в механике Ньютона совершенно сферический гироскоп не испытывает прецессии при любом движении в гравитационном поле. Его спин постоянен во времени.

Выражение этого специфического релятивистского изменения было недавно вычислено Л. И. Шиффом (1960)¹². Результат следующий.

В системе отсчета гироскопа (собственной системе) получается

$$\frac{dS^0}{dt} = \Omega S^0,$$

где

$$\Omega = \frac{3Gm}{2r^3c^2} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) + \frac{1}{2c^2} (\Gamma \times \mathbf{v}),$$

¹² L. I. Schiff. Motion of a gyroscope according to Einstein's theory of gravitation. Proc. of. the Nat. Ac. Sc., 1960, 46, 871.

$v = dr/dt$ — скорость относительно центрального тела; r — расстояние гироскопа до центрального тела; Γ представляет внешние ускорения (не гравитационные), действующие на гироскоп.

Этот результат имеет место при отсутствии собственного вращения центрального тела. Если последний сам обладает угловой скоростью ω , то Ω изменяется.

$$\Omega' = \Omega + \frac{GI}{c^2 r^3} \left[\frac{3r}{r^2} (\omega r) - \omega \right]. \quad (15)$$

Вектор Ω' представляет угловую скорость прецессии оси гироскопа. Вариация dS^0/dt , в собственной системе, ортогональна плоскости, образованной S^0 и Ω . В этой собственной системе постоянны значение S^0 и частота вращения.

По замечанию Шиффа, гироскоп ведет себя как часы данной частоты, постоянной в собственной системе, но способной, вне этой собственной системы, проявить характерные эффекты Допплера.

Всякое измерение будет состоять в сравнении направления оси спина S^0 с фиксированным направлением. Последнее определено, например, с помощью инерциальной системы, имеющей начало в месте наблюдения, с осями, направленными к трем неподвижным звездам. Угловая скорость прецессии dS^0/dt узнается экспериментально. Из нее можно вывести угловую скорость прецессии $(\Omega')_{\text{exp}}$ и сравнить с теоретическим значением.

Можно попытаться осуществить эксперименты на спутниках или на Земле. Осуществление гироскопа на спутнике, очевидно, очень деликатная операция. Ее преимущество — в упразднении влияния внешних сил, поскольку спутник находится в свободном падении. Эффект будет равен

$$\Omega' = \frac{gR}{c^2} \frac{3}{2} \left(\frac{R}{r} \right) \omega_0,$$

где ω_0 — угловая скорость гироскопа; $\omega_0 \gg \omega$. Это приводит к прецессии в $6 \cdot 10^{-9}$ рад за один оборот гироскопа при малом расстоянии спутника от Земли.

Осуществление земного гироскопа с осью, перпендикулярной к оси вращения Земли, привело бы к прецессии

$$\Omega \sim 3J \cdot 10^{-9} (1 + \cos^2 \lambda)$$

радианов в день для местности с широтой λ . Эта точность, по-видимому, может быть достигнута при достаточно тщательном монтаже. Два типа гироскопа (для спутников) изготавливаются в настоящее время: один из них — проводящая сфера в электростатическом поле (A. Nordsieck), другой — сверхпроводящая сфера в статическом магнитном поле (W. M. Fairbank).

Эти устройства, delicатность которых можно представить, должны быть закончены примерно в 1965 г.

Доказательная «внутренняя» ценность проверок общей теории относительности

Классические или менее классические проверки общей теории относительности имеют далеко не одинаковую убедительность. Практически малые отклонения от ньютоновского закона притяжения проявляются в более или менее точных экспериментах. В этом отношении измерения орбитальных элементов планет представляют, совместно с недавними экспериментами на основе эффекта Мёссбауэра, наилучшие проверки.

Станем теперь на другую точку зрения. Предположим возможность осуществления идеальных экспериментов, в которых действительно измерялись бы теоретические эффекты, подлежащие обнаружению, или, что то же самое, в которых можно учесть все поправки и определить их точные численные значения. И в этом идеальном случае проверки общей теории относительности будут далеко не одинаково убедительными.

В самом деле, все предсказания общей теории относительности следуют из полевых уравнений и законов геодезического движения

$$S_{\mu\nu} (g_{\alpha\beta}, \partial_\rho g_{\alpha\beta}, \partial_{\rho\sigma}^2 g_{\alpha\beta}) = \chi T_\mu (m, u) \rightarrow g_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

$$\delta \int ds = 0. \quad (2)$$

Первые позволяют определить $g_{\alpha\beta}$ и внести это значение в (2). Итак, все теперешние предсказания вытекают из

$$ds^2 = \frac{-dr^2}{1 - \frac{2Gm}{c^2r}} - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) + \left(1 - \frac{2Gm}{c^2r}\right)c^2dt^2, \quad (1')$$

$$\delta \int ds = 0. \quad (2')$$

Предположим, что полевые уравнения нам неизвестны, т. е. неизвестны структурные условия, которые должны быть предписаны неевклидову пространству. Мы могли бы в обратном порядке искать «экспериментально» структуру пространства. Для этого было бы достаточно разложить в ряд ds^2 по параметру $U/c^2 = Gm/c^2r$, характеризующему влияние источников. Мы получили бы

$$ds^2 = - \left(1 + \frac{\gamma m}{c^2r} + \frac{\delta m^2}{c^4r^2} + \dots\right) - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) + \left(1 + \frac{dm}{c^2r} + \frac{\beta m^2}{c^4r^2} + \dots\right)c^2dt^2, \quad (1'')$$

$$\delta \int ds = 0. \quad (2'')$$

При этом коэффициенты α , β , γ , δ определялись бы экспериментом, но необходимо учесть, что

1) ньютоновский закон гравитации и гравитационное смещение диктуют α ($\alpha = -2$);

2) искривление световых лучей в гравитационном поле диктует $\gamma = -\alpha$ ($\alpha = -2$, $\gamma = 2$).

3) предварение перигелия Меркурия диктует α ($\gamma - \alpha$) + $\beta = 0$ ($\alpha = -2$, $\gamma = 2$, $\beta = 0$).

Это точные значения из (1') общей теории относительности.

Мы видим, что предварение перигелия вводит в игру большее число параметров. Следовательно, оно представляет значительно большую убеждающую ценность, чем остальные проверки.

Все же было бы весьма желательным обратиться к экспериментам, в которых:

а) либо выступали другие комбинации коэффициентов α , β , γ ...; в случае экспериментов с гироскопом выступает комбинация $(2\gamma - \alpha)$, поэтому осуществление таких экспериментов представляет большой теоретический интерес;

б) либо выступают новые коэффициенты, вводимые формой ds^2 , не относящейся к сферической симметрии. Таково, например, влияние вращающегося центрального тела, вводящего члены $x dy - y dx$, влияние которых может быть предвидено теорией и измерено экспериментом.

Общая теория относительности, принцип эквивалентности, евклидова теория

В предыдущем мы предполагали, что законы движения могут быть выведены из геодезического закона. Тогда эксперимент позволял бы воссоздать последовательным приближением структуру ($R_{\mu\nu} = 0$ в пустоте) неевклидова пространства. Но мы можем, наоборот, предположить, что этот геодезический закон недействителен или, в крайнем случае, что он проявляется в простом евклидовом пространстве, имеющем феноменологические свойства, т. е. некоторое искажение, или, при желании, поляризацию пустого пространства гравитационным полем.

Тогда действие гравитационного поля на свет окажется результатом особого взаимодействия, а не распространения света в пустом, но искривленном пространстве.

Можно думать, что в этом пустом евклидовом пространстве — но поляризованном материей — существует «индекс пустоты», делающий верными выражения (1'') и (2''), при условии подстановки вместо ds интервала $ds' = nds$.

Величина n может определяться экспериментом в статическом случае, соответствующем сферической симметрии. Уравнения поля и движения для любой задачи при этом не определены. В этом аспекте настоящие экспериментальные данные, необходимые для обоснования общей теории относительности и евклидовых теорий не-

произвольным образом, недостаточны, чтобы придать той или другой теории логически однозначный или строго вынужденный характер.

Возможно, что в скором будущем обнаружение гравитационных волн выявит почти непосредственно влияние кривизны пространства. Возможно также, что оно будет предвещать возврат к феноменологическим и квази-максвелловским формам. Мы не упоминали об этих возможностях, пока еще сомнительных и принадлежащих к области возможного. Вероятно, они не изменили бы наших заключений. В сущности, эти заключения не новы в том смысле, что никакая теория не может быть «доказана» со всей строгостью экспериментом. Иначе было бы необходимо перечислить и проверить все параметры, от которых зависит эксперимент, и все те, от которых он мог бы зависеть. Это исчерпывающее перечисление скрытых постулатов теории, очевидно, невысказано, и в этом смысле в физике не существует решающих экспериментов.

Я хотела бы закончить вопросом, которым может быть надо было начать эту лекцию.

Можно ли доказать общую теорию относительности? Не обладает ли общая теория относительности внутренним совершенством, глубокой оригинальностью, на которую не может претендовать ни одна евклидова теория поля?

Несомненно, что геометризация гравитационных сил, позволяя построить эту обширную кинематику, эту теорию свободных движений, увязанных с более богатыми геометрическими структурами, обладает несравненной красотой, придающей особую убедительную силу. Если задумаешься в то, что с помощью этой глубокой гипотезы, столь далекой, казалось бы, от непосредственной проверки, без произвольных параметров (после «повторного открытия» ньютоновского приближения) возможно предвидеть предвращение в $42^{\circ}9'$ перигелия Меркурия, чувствуешь себя совершенно покоренным.

Тем не менее было бы досадным для самого творения Эйнштейна закоснеть ему в собственном совершенстве. Опасно полагать, что теория, сколь угодно удовлетворительная, «не может быть превзойдена». Сам Эйнштейн это прекрасно понимал, ибо такова судьба человека и физических теорий, что они могут продолжать жить, лишь превзойдя самих себя.

С другой стороны, ни одна евклидова теория не претендует априори на осуществление синтеза. Ее цель, значительно более скромная, заключается в анализе другими методами трудностей, свойственных общей теории относительности: глобального представления некоторых структур (плоских волн), некоторых движений, вопросов излучения. Нет сомнения в том, что критический и конструктивный анализ всегда плодотворен, и сама общая теория относительности может извлечь из него пользу, не означающую обязательно полный внутренний пересмотр.

Только бесплодность непростительна в физике. Если зерно не мертво, сказано в писании... Эта гибель не означает исчезновения, а преобразование, обусловленное ферментами, часто внешними.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ¹

С 1918 г. до начала 1960 г. известные три проверки теории относительности базировались лишь на астрономических наблюдениях и им была посвящена большая часть работ. Меня попросили сделать обзор результатов этих проверок, включая, конечно, лабораторные изменения красного смещения, произведенные в 1960 г. и составившие эпоху в истории этого вопроса. Эффекты, которые Эддингтон считает решающими для проверки теории относительности, следующие: вращение перигелия планет, искривление светового луча вблизи больших масс и красное смещение спектральных линий в гравитационном поле. В этой последовательности я и буду их рассматривать.

1. *Вращение перигелия.* Полагаю, что в настоящее время твердо установлено соответствие этого эффекта теории Эйнштейна. Предсказанное теорией относительности отклонение перигелия от значения его по теории Ньютона составляет $12\pi^2 a^2 c^{-2} T^{-2} (1 - e^2)^{-1}$ за один оборот. После многих первоначальных неувязок Клеменс (1943) показал, что для Меркурия (наиболее подходящей планеты) отклонение совпадает с предсказанным значением (43" за столетие); Морган (1945) показал, что перигелий Земли передвигается также согласно предсказанию (на 3,8" за столетие). Поэтому я посвящаю оставшееся у меня время проверке двух других эффектов — искривления светового луча вблизи больших масс и красного смещения. Данные по отклонению лучей все еще не являются достаточно достоверными, а астрономическое доказательство красного смещения еще не убедительно,

¹ Madge G. A d a m. The observational tests of gravitation theory. Proc. of the Royal Society, 1962, 270A, № 1342, p. 297—305.

хотя, кажется, на поверхности Земли смещение теперь уже установлено.

2. *Искривление светового луча.* Если мы примем корпускулярную (или фотонную) теорию света и припишем фотонам массу, то световые лучи должны вблизи гравитационных масс описывать гиперболу, асимптоты которой составляют угол α , пропорциональный $GMc^{-2}r^{-1}$, где G — гравитационная постоянная и r — расстояние между лучом и центром гравитации. По теории Ньютона, для Солнца $\alpha = 0,875''/r$, где r измеряется в солнечных радиусах, а по теории Эйнштейна $\alpha = 1,75''/r$.

При $r = 1$ этот угол достигает величины, сравнимой с теми величинами, которые встречаются при определении параллакса. Единственная практически возможная проверка теории — наблюдение лучей, почти касающихся солнечного диска во время полных затмений. Идея эксперимента заключается в сравнении фотографии звезд вокруг Солнца во время затмения с фотографией того же участка неба в ночное время. Мы должны ожидать сдвиг звезд согласно приведенному выше закону. Наибольший сдвиг получается у поверхности Солнца, однако свет внутренней короны мешает наблюдениям ближе $2r$. В этом случае отклонение по Эйнштейну снижается до $0,875''$, и проверка гиперболического закона становится затруднительной. Для хорошей проверки необходимо, чтобы звезды были расположены вокруг Солнца и обладали, конечно, достаточной яркостью (при $2r = 8-9$ -й величины) для фотографирования за время меньшее, чем продолжительность затмения. К сожалению, лишь немногие звезды удовлетворяют этим условиям. Для получения большого масштаба фотографии, фотографическая камера должна иметь большое фокусное расстояние; при фокусном расстоянии в 6 м сдвиг составит лишь $0,025$ мм, и так как поле зрения должно быть порядка $4^\circ \times 4^\circ$, фотографическая пластинка должна быть очень большого размера. Весьма существенно хорошее направляющее устройство телескопа.

Каталожные положения звезд недостаточно точны для сравнения с измерениями во время затмения, так как содержат ошибки в несколько десятых секунды в зависимости от даты каталога. Поэтому мы можем сравнить участок неба во время затмения лишь с тем же участком в ночное время. Это должно быть осуществлено тем

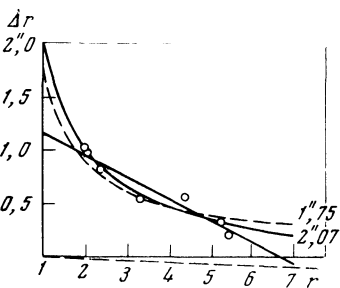
же самым инструментом и по возможности тогда, когда он занимает то же положение, т. е. 6 месяцев после затмения или до него.

Обычно фотографии сравниваются через стекло путем наложения их друг на друга для производства измерений. Каждая экспозиция требует несколько отличной поправки масштаба (т. е. исправления измеренного положения звезды), зависящей обычно линейно от расстояния до центра пластинки. Искажения масштаба вызваны различной регулировкой фокуса, температурным эффектом и т. п. Последние экспедиции пробовали одновременно с участком неба около Солнца фотографировать и участок неба под 90° от него и вновь фотографировать оба участка шесть месяцев спустя. Для этого требовалось либо поворачивать телескоп, что связано со значительными механическими затруднениями, либо использовать полупрозрачные зеркала.

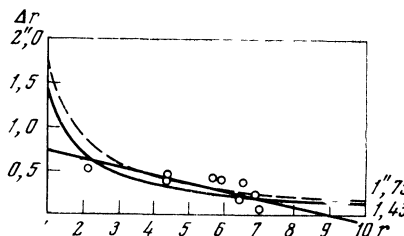
При разборе результатов я последую обработке их, приведенной Михайловым (1959) в его Джордж-Дарвиновской лекции. Если поправка масштаба меняется поперек пластинки линейно, то наблюдаемое отклонение Δr (радиальный сдвиг от центра Солнца) выражается

$$\Delta r = A/r + Br.$$

Первый член — релятивистский, а второй — поправка масштаба. По диаграммам наблюдений Δr как функции от r (рис. 1 и 2) Михайлов определяет коэффициенты A и B . Если полагать, что A имеет релятивистское значение, то $\Delta r = 1,75''/r + Br$, и он определяет B . Наконец, он ищет простую эмпирическую прямую линию $\Delta r = a + br$. Для каждого из этих изображений он рассматривает квадратичное уклонение Σv^2 в единицах $0,01''$. В таблице Михайлов дает результаты этих расчетов для наблюдений затмений от 1919 до 1952 г. Мы видим, что результат Σv^2 не доказывает однозначно, что гиперболический закон — наилучшее выражение для Δr . Михайлов заключает, что 35 лет и 6 последовательных наблюдений еще не могут дать ответ на вопрос, что имеет место. Опытный наблюдатель затмений фон Клубер (1959) совершенно ясно констатирует, что дальнейшие наблюдения лишь показали, какой реальный прогресс необходим для выполнения строгих условий, требуемых наблюдениями над сол-



Р и с. 1. 29 мая 1919. Бразилия (репродукция — Михайлов, 1959)



Р и с. 2. 29 февраля 1952. Судан (репродукция — Михайлов, 1959)

нечными затмениями. Михайлов предлагает организовать дальнейшие наблюдения в международном масштабе.

3. *Красное смещение спектральных линий.* Предсказанное красное смещение составляет

$$\Delta\lambda/\lambda = \Omega/c^2 = GM/rc^2.$$

В астрономических проверках выбираются звезды с большим M/r . Так как $\Delta\lambda/\lambda$ весьма мало, порядка $2 \cdot 10^{-6}$, что составляет $0,01 \text{ \AA}$ для длины волны 5000 \AA (эквивалентно доплер-эффекту от скорости $0,64 \text{ км/сек}$), то подходящее отношение M/r должно соединяться с возможностью пользоваться высокой спектроскопической дисперсией, достаточной для измерения $\Delta\lambda$. Необходимо также знание точной величины M/r . Наивысшее значение M/r , как указывал Эддингтон, можно найти среди белых карликов, где оно превышает более чем в десять раз соответствующее значение у звезд главной последовательности. В этом случае смещение линии 5000 \AA будет приблизительно $0,3 \text{ \AA}$, что соответствует доплер-эффекту от скорости 20 км/сек . Наиболее известен эксперимент Адама с Сириусом В в 1925 г. Адам пользовался дисперсией 30 \AA/мм , так что смещение на пластинке было порядка $0,01 \text{ мм}$. Это мало, но допустимо. В этом случае помехой служила близость Сириуса А, отстоящего лишь на $10''$ от Сириуса В, т. е. на 2 мм в фокальной плоскости телескопа. Сириус А ярче В на десять величин, т. е. интенсивность его светового потока примерно в $10\,000$ раз

Год	Число		Пределы ч	Шкала 1" =	Погрешность на 1 звезду	А		Σv²		
	пластинок	звезд				наблюденная	приведенная	А	175	прямая линия
1919	7	7	2,0—5,4	28μm	0,15	1,98	2,07±0,09	360	690	402
1922	4	71	2,1—13,0	22	0,13	1,72	1,83±0,11	425	446	419
1929	2	18	1,5—7,5	41	0,15	2,24	1,96±0,08	1971	2372	3236
1936	2	29	2,0—7,2	29	0,27	2,70	2,68±0,37	1375	1534	1630
1947	1	51	3,3—10,2	30	0,24	2,01	2,20±0,38	612	618	630
1952	2	11	2,1—8,9	30	0,15	1,70	1,43±0,18	7058	8693	4039

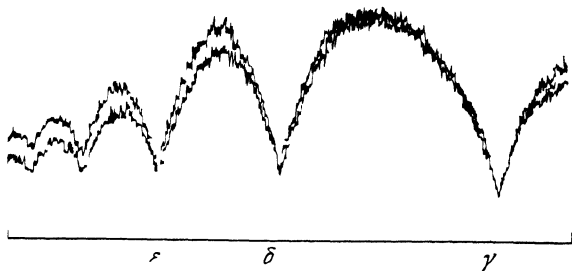
Среднее взвешенное А — $1^{\circ}93 \pm 0^{\circ}05$. Простое среднее $2,03 \pm 0,10$,

Примечание. Значения Σv² сравнимы только вдоль горизонтальных линий, так как число звезд и, следовательно, десятичные знаки каждый год различны.

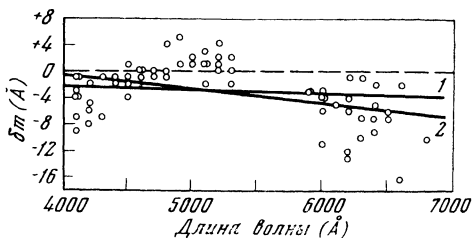
больше, и спектр В всегда перекрывается спектром А. Обычно считают, что эксперименты с Сириусом В довольно неубедительны, однако Гринштейн с Маунт-Паломар намеревается использовать для этой цели 200-дюймовый телескоп (это даст максимальное разделение компонентов) со специальной диафрагмой для ослабления дифракции света Сириуса А (Greenstein, 1961).

Позднее Поппер (1954) провел аналогичные измерения над 40 Эридани В, следующим наиболее ярким белым карликом. Он является подходящим для рассеянного света, и оценка сдвига дает 17 км/сек . Результат получен в основном при дисперсии 67 \AA/мм по линии водорода. К сожалению, эти линии столь широки (рис. 3), что хотя их несколько, измерить столь малый сдвиг весьма трудно. К тому же, нужно иметь в виду то, что мы мало знаем о физических условиях в атмосфере белых карликов и то, что сдвиги могут произойти по другим физическим причинам.

Первые работы о релятивистском сдвиге относились к Солнцу и довольно настойчиво продолжаются, начиная примерно с 1920 г. (с несколько более спокойным периодом в 1932—1948 гг.). Сдвиг составляет всего $0,010 \text{ \AA}$ в зеленом свете, но интенсивность света достаточна для применения дисперсии порядка $0,2—0,1 \text{ \AA/мм}$. Со времени

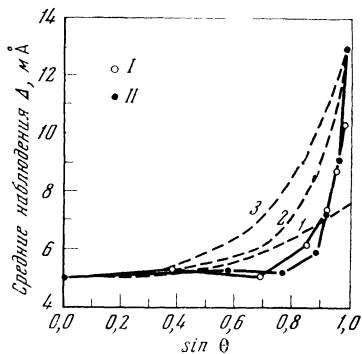


Р и с. 3. Совмещенная запись интенсивности спектра 40 Эридаи В, сделанная анализатором левой и правой круговой поляризации. Дисперсия пластинки 10,4 Å/мм (репродукция — Бабкок, 1948)



Р и с. 4. Остаточное смещение как функция длины волн (δ — превышение над релятивистским смещением) (Адам, 1958)

Р и с. 5. Сравнение изменения длины волны поперек диска с результатами других наблюдателей

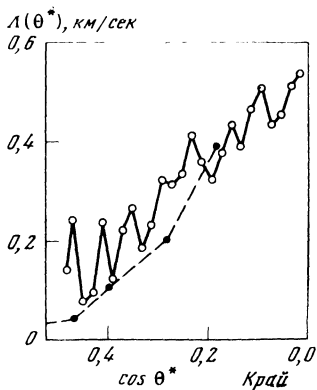


работы Иевелла (1896) известно, что спектральные линии Солнца сдвинуты к красному концу по сравнению с линиями земных источников, однако трудности в стандартизации длин волн и в выборе контрольного лабораторного источника приводили сначала ко многим сомнениям. Резюмируя весьма длинную и подробную историю вопроса, нужно сказать, что мы можем в настоящее время измерять длины волн и их сдвиг достаточно точно, но не в состоянии интерпретировать их результат!

Красное смещение должно быть пропорциональным длине волны, но именно это достаточно хорошо не установлено (рис. 4). Мы видим, что красное смещение меняется в зависимости от положения точки наблюдения на солнечном диске (рис. 5), и многие попытки объяснения этого эффекта радиальными движениями солнечной атмосферы не увенчались успехом. Сэнт-Джон (1928) предполагал просто радиальное движение; хотя в дальнейшем его предположение было развито до подробной теории двух течений в сочетании с солнечной грануляцией, мы до сих пор не можем вполне согласовать эту теорию с наблюдениями. В частности, при наблюдении края солнечного диска, где все радиальные движения перпендикулярны лучу зрения, вместо точного смещения, предсказанного релятивистской теорией, мы находим смещение примерно в полтора раза большее, и не существует объяснения такому сверхрелятивистскому смещению. Хайг (1960, 1962) недавно показал, что этому избыточному смещению сопутствует асимметрия линий, и он предположил, что это может быть хромосферическим эффектом. Действительно, кажется, пришло время, когда простые измерения длин волн и их смещений должны быть заменены определением формы (контура) линий, если мы хотим быть в состоянии интерпретировать наши результаты.

В заключение рассмотрим недавние лабораторные измерения красного смещения. Сдвиг, предсказанный теорией, на поверхности Земли составляет всего $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-13}$ на километр высоты. Некоторые физики добились возможности измерения красного смещения в земных экспериментах с помощью открытого Мёссбауэром γ -излучения без отдачи. Сущность эксперимента — в сравнении источников γ -лучей на вершине и у подножия башни. Предсказанный сдвиг составляет всего 1/100 от ши-

Рис. 6. Кривая эффекта края по наблюдениям восточного края (пунктирная линия — наблюдения 1948 г.) ($\Lambda(\theta^*)$ — длина солнечной линии в центре диска) (Адам, 1959)



рины линии, но при современной электронной технике это небольшое затруднение. Наиболее успешный эксперимент проведен Паундом и Ребке (1960) в Харварде. Они очень тщательно подбирали наиболее подходящую линию и остановились на линии уровня 14,4 кэв железа 57 Fe. Они также тщательно рассматривали возможные источники систематических ошибок. Важное значение имеет температура обоих источников (по их подсчетам, разница в 1° С между источником на вершине и у подножия башни вызывает смещение, равное гравитационному). Они также обнаружили, что естественная частота 57 Fe меняется от одного образца к другому. По этим причинам им пришлось менять местами источники и измерять как красное, так и фиолетовое смещения. Окончательный результат их работы (1960):

$$\frac{\Delta v_{\text{эксп}}}{\Delta v_{\text{теор}}} = +1,05 \pm 0,10.$$

Предлагались также эксперименты с галактическим измерением ($\lambda = 21$ см) и с искусственными спутниками Земли.

Резюмируем. Мы видим, что движение планет согласуется с теорией Эйнштейна; искривление световых лучей ближе к значению, данному Эйнштейном, чем к значению по теории Ньютона, однако имеется еще расхождение с теорией. Красное смещение кажется твердо установленным у по-

верхности Земли, но астрономические измерения над звездами недостаточно достоверны, а достаточно достоверные измерения солнечного спектра усложнены эффектами, которые нам до сих пор непонятны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. G. Adam*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 1948, **108**, 446.
2. *M. G. Adam*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 1958, **118**, 106.
3. *M. G. Adam*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 1959, **119**, 460.
4. *W. S. Adams*. Proc. Nat. Acad. Sci., Wash., 1925, **11**, 382.
5. *H. W. Babcock*. Publ. Astr. Soc. Pac., 1948, **60**, 369.
6. *G. M. Clemence*. Astr. Pap., Wash., 1943, **11**, 1.
7. *T. L. Greenstein*. Mt. Wilson and Mt. Palomar Annual Report, 1960—1961.
8. *L. A. Higgs*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 1960, **121**, 421.
9. *L. A. Higgs*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 1962, **124**, 51.
10. *L. E. Jewell*. Astrophys. J., 1896, **3**, 89.
11. *H. Kluber*. Vistas in astronomy, London; Pergamon 1959, **3**, 47.
12. *A. A. Mikhailov*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 1959, **119**, 593.
13. *H. R. Morgan*. Astron. J., 1945, **51**, 127.
14. *D. M. Popper*. Astrophys. J., 1954, **120**, 316.
15. *R. V. Pound, G. A. Rebka*. Phys. Rev. Letts, 1960, **4**, 337.
16. *C. E. St. John*. Astrophys. J., 1928, **57**, 195.

ДИСКУССИЯ

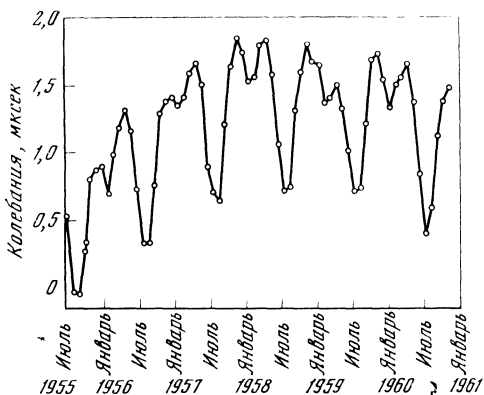
Дж. Синг. Дублинский институт развития исследований.

Как теоретик, я хотел бы спросить, верно ли, что мы больше не можем сослаться на Сириус В как на подтверждение общей теории относительности?

М. Г. Адам. Да, я думаю так, для последних десяти лет. Однако мы должны учитывать будущие измерения Гринштейна. С другой стороны, поскольку Сириус В — белый карлик, мы не имеем достоверных сведений о физических условиях в его атмосфере.

С. Мандельштам. Бирмингемский университет.

Я хотел бы спросить кого-нибудь, что собственно проверяет второй эксперимент — искривление светового луча? Проверяет ли он лишь принцип эквивалентности или что-нибудь другое?



Р и с. 7. Колебания продолжительности суток

Л. Эссен. Национальная физическая лаборатория.

Я хотел бы сделать небольшое замечание по поводу искривления луча при прохождении около Солнца. Этот эффект трудно измерить непосредственно, однако 2" дуги представляют большое отклонение при переводе на время (0,13 сек). Средняя продолжительность суток в течение месяца может быть измерена как астрономическими наблюдениями, так и атомными часами с точностью 0,05 миллисекунд. Результаты показаны на рис. 7, где видно, что годовые и полугодовые колебания повторяются с замечательной регулярностью. Меня интересует, не являются ли эти колебания, хотя бы частично, следствием систематических ошибок в положении звезд, происходящих из-за того, что лучи света от них считаются параллельными, тогда как фактически они несколько отклоняются, в зависимости от их расстояния от Солнца. Мне кажется, что должен существовать некоторый эффект, связанный с этой причиной, и что следовало бы определить его значение при тщательном изучении методов определения звезд. Если этот эффект существен, то его влияние можно было бы учесть, что позволяло бы делать более точные определения.

Д. В. Скиама. Кембриджский университет.

Дж. Е. Бломон и Родир (1961, Phys. Rev. Letts, 7, 437) определили недавно красное смещение Солнца для

линии стронция с большой точностью. Они использовали солнечный свет для возбуждения вторичной эмиссии атомного стронция. Их результаты хорошо согласуются с теоретическими в пределах экспериментальных ошибок. Они нашли, что на краю смещение большее, чем теоретическое; но, следуя за Линдолмом (1942, Ark. Mat. Astr. Fys., В 28, N 3), они приписывают этот излишек давлению.

Г. Дж. Уитроу. Имперский колледж. Лондон.

Меня интересует, может ли доктор Адам сказать что-либо о старом предположении Цвики о том, что при затмении отдаленной звезды весьма массивной ближней звездой отдаленная звезда должна проявиться как кольцо вокруг ближней.

М. Г. Адам. В Джордж-Дарвиновской лекции Михайлов сообщил, что Тихов исследовал это предположение. Впрочем, вероятность обнаружить такое событие — ничтожна, да и наблюдение должно производиться как раз в нужный момент. Это вполне возможно, но до сих пор никогда не наблюдалось.

С. Вейнберг. Имперский колледж. Лондон.

Не может ли быть, что наклонные прямые линии на кривых, показывающих искривление света, произошли от исправления масштаба? Они выглядят так, будто их наклон неверный именно по этой причине.

[**М. Г. Адам.** Эти прямые линии не представляют чего-либо физического; они лишь показывают, что гиперболический закон не доказан и что другие законы, не имеющие теоретического обоснования, могут оказаться ближе к кривым. Это не должно рассматриваться как следствие исправления масштаба. Исправление масштаба **возрастает** в абсолютном значении при удалении от центра пластинки.]



ЭЙНШТЕЙН

О ФИЗИЧЕСКОЙ РЕАЛЬНОСТИ¹

Конечно, невозможно в краткой речи отдать должное творчеству Эйнштейна, даже частично. По случаю такого юбилея, как настоящий, можно сделать одно из двух. Во-первых, можно прославлять большого и хорошего человека, и, хотя Эйнштейн не нуждается в этом и подобные вещи его всегда забавляли, мы вправе это сделать, ибо полезно для нас вспомнить о нем. Во-вторых, можно попытаться прибавить кое-что новое к тому, что общеизвестно, преподнести букет свежих цветов из его собственного сада. Сегодня я попробую внести вклад в эпизод из истории идей, проливающий свет на переход Эйнштейна в философии науки от позиций позитивизма к позициям рационального реализма.

Рассматривая первые статьи Эйнштейна о специальной теории относительности с философско-критической точки зрения, можно различить влияние нескольких, частью противоречивых направлений. В столь пионерской работе это не удивительно. Кое в чем эти статьи обязаны, например, Юму, Канту и Пуанкаре. Однако наиболее сильное влияние оказал эмпириокритический позитивизм того сорта, наиболее видным представителем которого являлся австрийский философ Эрнст Мах. Вспомним ситуацию в философии того периода. Годы 1890—1900 были годами пертурбаций не только в физике, но и в философии науки. Имелись громкие противники кинетических, механических или материалистических взглядов на естественные явления. Они отрицали атомистическую теорию и черпали большую силу в успехах термодинамики

¹ Речь на собрании ЮНЕСКО, декабрь 1965, Париж. Оpubл. в *Science et Synthèse*, 1967, p. 97—140.

по Карно, при которой знания или гипотезы о детальной сущности материи (например, в понимании тепловых машин) совершенно не нужны. В конце XIX столетия среди критиков механической трактовки физических феноменов были В. Оствальд, Гельм, Стало и Мах. Их позитивизм выдвигал новую гносеологию для новой феноменологической науки о соответствии наблюдений, связующей энергетизм с чистым сенсуализмом.

Оствальд во втором издании своего большого труда по химии отказался от механической трактовки энергетического изложения предмета по Гельму. Здесь, как и в трудах других сторонников энергетизма и феноменализма, «гипотетические» величины, такие, как атомистические объекты, игнорируются; вместо этого авторы объявляют себя вполне удовлетворенными, как писал Мерц около 1904 г.: «измерениями таких величин, проявляющихся непосредственно при наблюдениях, как энергия, масса, давление, объем, температура, теплота, электрическое напряжение и т. д., не сводя их к воображаемому механизму или кинетическим величинам» [1]. Исходя из этого, осуждалось введение таких понятий, как эфир, со свойствами, недоступными прямому наблюдению. Вместо этого эти философы требовали пересмотра основных принципов всех современных теорий, в частности содержания и обоснованности ньютоновских законов о движении, понятия силы, а также абсолютного и относительного движения.

В конце XIX в. Оствальд писал, что «энергия — реальная вещь, фактически единственная вещь в так называемом внешнем мире»; он возражал тем, кто считал неизбежным предположение о среде, эфире. «По-моему это не так... Нет надобности искать переносчика (энергии), если мы ее где-нибудь находим. Это позволяет нам считать лучистую энергию самостоятельно существующей в пространстве». Это пророчески расшифровывает некоторые предположения относительно статей Эйнштейна 1905 г. о фотонной теории и теории относительности [2].

Основным философским союзником Оствальда был Эрнст Мах. Его первый большой труд «Механика», вышедший в 1883 г., является наиболее известным из-за обсуждения ньютоновских «Principia», в частности из-за сокрушительной критики того, что Мах называл «чуждым понятием абсолютного пространства» (пред-

слово, изд. 1912 г.) — чудовищным понятием, так как это «чисто мысленная абстракция, не поддающаяся эксперименту». Начав с анализа ньютоновских предположений, Мах продолжает свою программу устранения из науки всех метафизических идей. Как Мах совершенно ясно высказался в предисловии к первому изданию, «Предлагаемая книга — не учебник... Ее тенденция скорее разъясняющая или, выражаясь еще яснее, антиметафизическая».

Влияние Маха было огромно. Его философские идеи настолько прочно вошли в интеллектуальный обиход периода 1890—1910 гг., что Эйнштейн был вполне прав, когда много позже заявлял, что даже противники Маха не подозревали, насколько они сами пропитаны его идеями, «всосав их с молоком матери». Сами физические проблемы содействовали выдвижению новой философской концепции. Главная проблема заключалась в согласовании понятий эфира, материи и электричества с помощью физических описаний и гипотез. Одним из примеров может служить ларморовское определение электрона как долговременного, однако подвижного вихря или напряжения эфира, образующего атомы электричества и, возможно, даже вещества. Лармор пытался таким образом согласовать непрерывность и однородность эфира с дискретностью частиц материи и электричества.

Беспокойство и раздражение, связанные с такой ситуацией в физике, особенно заметны в течение четверти века около смены столетий. В это время ряд новых физиков (Планк, Бухерер, Эйнштейн) мучились с физическими проблемами, видя, что использование понятий физики XIX в. приводит лишь к неудачам и безнадежности. Не будет чрезмерным утверждать, что новая физика, сотворенная ими, прежде всего — результат неудачных экспериментов. И здесь роль Маха как иконоборца и критика классических представлений особенно важна для Эйнштейна. Критическая сила и смелость мышления Маха производили сильное впечатление на Эйнштейна, как и на многих других, понимал ли он его правильно или нет.

Как ясно видно из переписки Эйнштейна в Принстоне, которую я недавно изучал, один из молодых студентов, ухватившихся за Маха, был близким другом Эйнштейна и его товарищем по училищу, единственным, о котором

Эйнштейн писал как о полезном для статьи 1905 г. об относительности, — именно, Мишель Бессо.

Вспомним, как Эйнштейн писал в своей автобиографии, что «Эрнст Мах в своей истории механики потряс эту догматическую веру», т. е. «доверие к механике как основе основ всего физического мышления... На меня — студента — эта книга оказала глубокое влияние именно в этом отношении... в мои молодые годы на меня произвела сильное впечатление также и гносеологическая установка Маха...». В письме к Карлу Зелигу от 8 апреля 1952 г. Эйнштейн писал: «Мой друг Бессо обратил мое внимание на *«Историю механики»* Маха, когда я был студентом, около 1897 г. Эта книга оказала глубокое и продолжительное влияние на меня... вследствие ее физического направления относительно фундаментальных понятий и законов. Только Мишель Бессо и Марсель Гроссман были близки мне в период моего студенчества». Это Бессо писал в 1947 г. Эйнштейну: «Что касается истории науки, мне представляется, что Мах находился в средоточии развития за последние 50 или 70 лет». Это Бессо напоминал Эйнштейну (декабрь 1947 г.): «Не верно ли, — спрашивает Бессо, — что это ознакомление (с Махом) падает на тот период развития молодого физика (Эйнштейна), когда стиль мышления Маха решительно нацеливал на доступное наблюдению и, возможно, даже косвенно на часы и измерительные стержни» [3]. Можно теперь спросить, была ли и в каком смысле работа Эйнштейна о теории относительности (1905 г.) в значительной степени махистской, не считая характерных «ясности» и «самобытности», двух черт Маха, которые Эйнштейн всегда ценил. Махистская слагающая в этой работе проявляется рельефно в двух отношениях. Во-первых, в настойчивом утверждении Эйнштейна с самого начала, что фундаментальные проблемы физики не могут быть понятны прежде, чем доведен до конца гносеологический анализ и в особенности анализ понятий пространства и времени. Во-вторых, махистским является его отождествление реальности с «событиями» и то, что, в отличие от позднейших работ, здесь нет места для реальности вне или за пределами опыта. Позже сам Эйнштейн характеризовал программу Маха в кратком и многозначительном анализе, опубликованном в «Neue Freie Presse» в Вене 12 июня 1926 г., в день открытия памятника Маху. Эйн-

штейн, разочарованный уже несколько лет программой Маха, писал: «Величайшей двигательной силой Маха была лишь философская сила: ценность всех научных концепций и утверждений опирается лишь на изолированные восприятия (*Einzelenerlebnisse*), к которым они относятся. Эта фундаментальная установка довлела над ним во всех его исследованиях и позволила ему изучить фундаментальные концепции физики (время, пространство, инерцию) с неслыханной до того независимостью... Философы и ученые часто критиковали Маха, и с полным правом, за его игнорирование логической независимости концепций от «ощущений» и за то, что он пытался растворить реальность сущности, без чего невозможна никакая физика, в реальности опыта...». Однако это писалось в 1926 г.

Вернемся к рассмотрению статьи Эйнштейна 1905 г. (*Ann. der Physik*, 1905, 17, 891—922), в которой находим в начале третьей страницы решающую концепцию, введенную в прямолинейных словах, о которых Инфельд говорил, что «это наиболее простое изречение, с которым я когда-либо встречался в научной статье». Эйнштейн писал: «Мы должны обратить внимание на то, что все наши суждения, в которых время играет какую-либо роль, всегда являются суждениями об *одновременных событиях*. Если я, например, говорю: «Этот поезд прибывает сюда в 7 часов», — то это означает примерно следующее: «Указание маленькой стрелки моих часов на 7 часов и прибытие поезда суть одновременные события». Основное понятие, которое здесь вводится, — понятие «событие», слово, к которому Эйнштейн прибегает раз двенадцать непосредственно за этой цитатой. На языке схемы Минковского «событие» (Эйнштейна) — это точка пересечения двух мировых линий, линии поезда и линии часов. Время события (координата t) не имеет операционного смысла. Согласно Эйнштейну, «Время события — это одновременное с событием показание покоящихся часов, которые находятся в месте события...». И так же как «время события приобретает смысл лишь когда оно ассоциируется в нашем сознании с опытом — т. е., если допускается в принципе измерение его с помощью часов, находящихся в том самом месте, — точно так же *место* события или пространственная координата приобретает смысл, входя в наш чувственный опыт, только тогда, когда в принципе допу-

скается его измерение, например, с помощью измерительных стержней, находящихся там в то же самое время». Это такое операционалистское откровение, что для многих его читателей оно затмило все остальные философские аспекты статьи Эйнштейна. В этом причина горячего энтузиазма, с которым она была принята Венским кружком неопозитивистов и родственными им последователями, и того, что Бессо, который узнал об этом откровении раньше всех, воскликнул: «В оформлении пространство-временных координатных систем Минковского теперь впервые можно двигаться вперед по мысли, которую осознал выдающийся математик Бернанд Риман: «Пространство - временная система образована событиями в ней» [4].

Конечно, читая статью Эйнштейна с мудростью ретроспективного взгляда, можно найти в ней весьма различные намеки на то, что «реальность», в конечном счете, не тождественна с «событиями», т. е. что в более поздних работах Эйнштейна чувственные опыты не будут считаться главными строительными камнями «Мира». Итак, сами законы физики — т. е. структура, «управляющая» характером событий, так сказать, встроенная в события — необходимы для распознавания значения событий посредством физических и умственных операций. Есть и другие доказательства реализма на первых же страницах первой же статьи о теории относительности. Все же философское паломничество Эйнштейна началось исторически с позитивизма.

До сих пор обнаружены четыре письма Эйнштейна к Маху. Это часть переписки между 1909 и 1913 гг. Эти письма свидетельствуют о глубокой притягательной силе идей Маха и влиянии их на Эйнштейна в то время. В первом письме из Берна (9 августа 1909 г.) после благодарности за присылку книги о законе сохранения энергии Эйнштейн пишет: «Я, конечно, очень хорошо знаю основные Ваши работы, из которых больше всего восхищает меня Ваша книга о механике. Ваше влияние на гносеологические концепции молодого поколения физиков так велико, что даже современных Ваших противников, таких, как Планк, пару десятилетий тому назад физики несомненно называли бы последователями Маха».

Ответное письмо, теперь утраченное, по-видимому, пришло сразу, ибо *восемь дней* спустя Эйнштейн снова

пишет: «Берн, 17 августа 1909 г. Ваше любезное письмо доставило мне огромное удовольствие... Я очень рад, что Вам нравится теория относительности... Благодарю Вас сердечно за Ваше любезное письмо и остаюсь Вашим студентом [— точно: Вашим, почитающим Вас, учеником] А. Эйнштейн».

Следующее ближайшее письмо написано Эйнштейном зимой 1911/1912 г. непосредственно до или после его посещения Маха и после первого продвижения вперед к общей теории относительности: «... Я не могу понять, почему Планк показывает столь малое понимание Ваших достижений. Его позиция к моей теории также отрицательна. Я не могу, однако, на это обижаться, поскольку единственное, что я могу выдвинуть в пользу моей теории, это гносеологический аргумент». Эйнштейн деликатно намекает на принцип Маха, поставленный в средоточие развития общей теории относительности [5].

Мах ответил посылкой экземпляра своей книги «Анализ ощущений».

В последнем из этих писем к Маху (75-летнему старику и уже несколько лет полупарализованному) Эйнштейн пишет из Цюриха 25 июня 1913 г.: «Вероятно, Вы недавно получили мою новую работу об относительности и гравитации, которую я, наконец, закончил после бесконечных усилий и мучительных сомнений. (Это, вероятно, «Entwurf» совместно с Марселем Гроссманом.) В будущем году во время солнечного затмения будет проверено, изгибаются ли световые лучи Солнцем или, другими словами, верно ли основное и фундаментальное предположение об эквивалентности ускоренной системы и гравитационного поля. Если это так, то Ваши вдохновляющие исследования об основах механики — вопреки несправедливой критике Планка — получают блестящее подтверждение. Тогда неизбежным следствием будет, что инерция происходит от взаимодействия тел, вполне в духе Вашей критики ньютоновского эксперимента с вращающимся сосудом» [6]. Хотя переписка на этом закончилась, публичное признание идей Маха со стороны Эйнштейна продолжалось еще несколько лет. Например, таким является трогательный панегирик Маху, опубликованный в 1916 г. В августе 1918 г. Эйнштейн весьма строго пишет Бессо по поводу его кажущегося отступления от пози-

тивистской гносеологии; это интересное письмо заслуживает быть цитированным полностью [7].

«28 августа 1918

Дорогой Мишель.

В Вашем последнем письме я нахожу, перечитывая его, кое-что, что меня раздражает: что теория доказала свое превосходство над эмпиризмом. Ваша мысль относится к развитию теории относительности. Тем не менее я считаю, что это развитие учит еще кое-чему, в сущности противоположному, а именно, что теория, желающая заслужить доверие, должна основываться на фактах, поддающихся обобщению.

Старинные примеры: основной постулат термодинамики (основан) на невозможности *perpetuum mobile*. Механика (основана) на законе инерции. Кинетическая теория газов — на эквивалентности тепловой и механической энергии (к тому же исторически). Специальная теория относительности — на постоянстве скорости света и уравнениях Максвелла для вакуума с учетом того, что постоянство — *экспериментальный факт*.

Общая теория относительности: *эквивалентность инертной и гравитационной массы*. Ни одна правильная, полезная и глубокая теория не была создана чисто теоретически. Ближайший пример — гипотеза Максвелла о токах смещения; здесь проблема заключалась в должном учете факта распространения света... с сердечным приветом, *Ваш Альберт*». (Курсив оригинала).

Внимательное чтение этого письма показывает нам большой разрыв между понятием «факта» у Эйнштейна и понятием «факта» у Маха.

Невозможность перпетуум мобиле, первый закон Ньютона, постоянство скорости света, уравнения Максвелла, эквивалентность инертной и гравитационной массы — ни одно из этих положений не считалось бы экспериментальным фактом Махом. Аналогично в одном письме от 4 декабря 1919 г. к Эренфесту Эйнштейн писал:

«Я понимаю твои затруднения в изложении развития теории относительности. Они вызваны твоим желанием связать новости 1905 года с теоретическими принципами (отсутствие неподвижного эфира), а не с опытом (равно-

ценность всех инерциальных систем координат по отношению к свету)».

Сколько странным показалось бы Маху подобное употребление слова «эмпирический» для характеристики гипотезы об эквивалентности всех инерциальных систем относительно света! Как видим, здесь постепенно проявляется взгляд Эйнштейна, позже часто ясно высказанный, что фундаментальная роль в создании фундаментальных физических теорий принадлежит не отдельным экспериментам, не отдельным ощущениям или протоколам, а «gesamnten Erfahrungstatsachen», т. е. совокупности всех физических экспериментов [8].

Но все время, по-видимому, без ведома Эйнштейна, вдали тикала замедленная мина, даже в то время, когда он сам думал, что он близок к мыслям Маха. В 1921 г., пять лет спустя после смерти Маха, появились «Принципы физической оптики» Маха. Предисловие датировано июлем 1913 г., несколькими днями или, в крайнем случае, неделями после получения последнего восторженного письма Эйнштейна. Мах писал: «Я вынужден, поскольку это может быть последняя возможность для меня, коснуться моих взглядов на теорию относительности. Из доходящих до меня публикаций и особенно из моей переписки я делаю вывод, что постепенно меня все более считают предвестником теории относительности. Я теперь в состоянии приблизительно представить себе, какие новые толкования и интерпретации многие из идей, изложенных в моей книге о Механике, получают в будущем с этой точки зрения. Следовало ожидать, что философы и физики предпримут крестовый поход против меня, ибо, как я неоднократно отмечал, я был всего лишь непредубежденным скитальцем, наделенным самобытными идеями в различных областях знания. Однако я должен, конечно, отречься от того, будто я предвестник релятивистов, с той же решительностью, как я отказываюсь от современной атомистической веры. Почему и в какой степени я отвергаю современную релятивистскую теорию, которая мне представляется все более и более догматичной, какие физиологические соображения, гносеологические раздумья и прежде всего экспериментально приобретенные понятия, в частности, толкают меня к этому, должно

быть изложено в продолжении этой работы...» (Она не была окончена).

Безусловно, Эйнштейн был крайне разочарован. В речи 8 апреля 1922 г. в Париже, во время дискуссии с Эмилем Мейерсоном, Эйнштейн заявил, что Мах «un bon mécanicien» (хороший механик), но «deplorable philosophe» (жалкий философ). Тем не менее вскоре великодушные Эйнштейна взяло верх и вылилось в ряд дополнительных свидетельств о влиянии Маха на него. Выше дан пример этому — заметка в «Neue Freie Presse» 1926 г. Другой типичный пример — письмо от 18 сентября 1930 г. к Армину Вейнеру:

«... Я не имел особенно большой переписки с Махом. Тем не менее Мах оказал большое влияние на мое развитие своими произведениями. Я не в состоянии определить, до какой степени мой жизненный труд находился под этим влиянием. Мах сам занимался в свои последние годы теорией относительности и в предисловии к последнему изданию одного из своих трудов высказался резко отрицательно против нее. Тем не менее не может быть сомнения, что это — следствие уменьшившейся способности, из-за преклонного возраста, к восприятию (новых идей), ибо в общем образ мысли в этой теории соответствует Маху, так что Мах совершенно справедливо считается предвестником общей теории относительности...» [9].

Слова самого Маха представляют тайну, подвергающую танталовым мукам. Например, то, что Людвиг Мах сжег многие из бумаг своего отца, не позволяет выяснить, на какие «опыты» ссылается Мах. Все же я полагаю, что не так трудно восстановить мотивы Маха. Легко предположить, что Мах все более и более отдавал себе отчет, задолго до самого Эйнштейна, что Эйнштейн переступил через границы махистской эмпириокритической феноменологии. Перечень доказательств этого длинен; здесь можно привести лишь некоторые из них.

Во-первых, саму первоначальную статью о теории относительности 1905 г. Действительно, суть статьи — не эмпирически-операционалистическая слагающая, а смелое постулирование двух тематических гипотез (постоянство скорости света и относительности всех физических явлений), двух постулатов, не имевших вообще пря-

мого подтверждения. Долгое время Эйнштейн не обращал внимания на это характерное обстоятельство. В лекции в Королевском колледже, Лондон 1921 г., как раз перед опубликованием посмертной атаки Маха, Эйнштейн еще утверждал, что источники теории относительности лежат в экспериментальных фактах:

«... мне хотелось бы подчеркнуть тот факт, что эта теория возникла не умозрительным путем, а в результате стремления как можно лучше удовлетворить данным опыта. Здесь мы имеем совсем не революционный акт, а естественное продолжение линии развития, проходящей через века. Отказ от некоторых понятий о пространстве, времени и движении, считавшихся до последнего времени фундаментальными, вовсе не был произвольным; напротив, он был обусловлен опытными данными» [10].

Однако в июне 1933 г., когда Эйнштейн вернулся в Англию для лекции в Оксфорде в память Герберта Спенсера, он начал утверждать значительно более сложную и утонченную гносеологию, присущую его произведению с самого начала. В этой лекции, которую он начал знаменательным изречением: «Если вы желаете узнать у физиков-теоретиков об их методе, то я вам советую руководствоваться следующим принципом: судите не по их словам, а по делам», он разделяет роли опыта и разума совершенно иначе, чем в его прежних лекциях: «Речь идет о вечном противопоставлении в занимающей нас области двух неотделимых составляющих нашего познания: опыта и мышления... Мышление позволяет строить систему; содержание результатов опытов и связи между ними излагаются с помощью следствий, полученных из теории. Именно в возможности такого изложения заключены ценность и оправдание как всей системы, так и лежащих в ее основе понятий и принципов. Иначе последние остаются свободным творением человеческого ума, которое нельзя оправдать ни природой самого человеческого ума, ни тем более как-то à priori». И в заключение он обращает внимание на «чисто умозрительный характер основ теории». Это как раз то самое проникновение, которое Мах распознал намного раньше и квалифицировал как «догматическое».

Фактически, в своей Спенсеровской лекции Эйнштейн приписывал старым взглядам то, «что основные понятия и принципы физики в логическом смысле не являются

свободными творениями человеческого ума, а полученны́ из опытов с помощью «абстракции», т. е. логическим путем. Ясное понимание неправильности такого представления фактически дала лишь общая теория относительности...». Эйнштейн заканчивает это обсуждение ясным изложением своего символа веры: «... природа является осуществлением того, что математически проще всего себе представить. Я убежден, что чисто математическое построение позволяет найти те понятия и те закономерные связи между ними, которые дают ключ к пониманию явлений природы. Пригодные математические понятия могут быть подсказаны опытом, но ни в коем случае не могут быть выведены из него. Опыт остается, естественно, единственным критерием пригодности некоторого математического построения для физики. Но собственно творческое начало относится к математике. Таким образом, я в известном смысле считаю оправданной мечту древних об овладении истиной путем чисто логического мышления» [11].

Второй пример, служащий доказательством постепенного отхода Эйнштейна от позиции Маха, довольно ранних. Это статья в «Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik» (Vol. 4, 1907), где Эйнштейн обсуждает опыты В. Кауфмана и в особенности его статью в *Annalen der Physik* (46, 1906).

Эта последняя была первой статьей в *Annalen der Physik*, упоминающей работу Эйнштейна о теории относительности, и исходила от выдающегося физика-экспериментатора Кауфмана; весьма знаменательно, что это первое обсуждение имело целью категорическое экспериментальное опровержение теории Эйнштейна. Кауфман заявил: «Я предвижу, что общий результат измерений будет следующий: *результат измерений не совместим с фундаментальными предположениями Лоренца — Эйнштейна*» [12].

Только в 1916 г. Гюз и Лаванши была показана некорректность опыта Кауфмана. В статье 1907 г. Эйнштейн допускал наличие небольшой систематической разницы между результатами Кауфмана и его собственными предсказаниями. Вычисления Кауфмана казались свободными от ошибок, но Эйнштейн считал, что «вопрос о том, являются ли причинами систематических отклонений еще не учтенные источники ошибок или несоответствие основ теории относительности экспериментальным фактам,

можно с уверенностью решить лишь тогда, когда будут получены более разнообразные экспериментальные данные». Но Эйнштейн не ограничивается этим пророческим замечанием и делает совершенно другое весьма смелое для того времени замечание. Признавая, что «теории движения электронов, данные ранее Абрагамом и Бухерером, дают кривые, согласующиеся с экспериментальной кривой значительно лучше, чем кривая, соответствующая теории относительности», Эйнштейн отказывается предоставить «фактам» решить этот вопрос: «Однако, по нашему мнению, эти теории вряд ли достоверны, поскольку их основные предположения о массе движущегося электрона не вытекают из теоретической системы, охватывающей более широкий круг явлений» (р. 439). Эта характерная точка зрения решительно отличает Эйнштейна от тех, кто рассматривает соответствие эксперимента как главный аргумент в пользу или против теории: хотя «экспериментальные факты» того времени были явно в пользу его оппонентов, он считал, что характер *ad hoc* этих теорий более предосудителен, чем кажущееся разногласие его собственной теории с «фактами».

Итак, уже в статье 1907 г., о которой, между прочим, Эйнштейн упоминает в своей открытке к Эрнсту Маху от 17 августа 1909 г., сожалея, что у него не осталось отписок для рассылки, мы имеем явное доказательство постепенного отхода Эйнштейна от гносеологического приоритета эксперимента, не говоря уже о приоритете чувственного опыта. Все очевидней Эйнштейн ставит логичность простой и убедительной теории или тематической концепции выше последних лабораторных результатов, и снова и снова он оказывается прав. Так, через пару месяцев после того, как в своем четвертом письме к Маху Эйнштейн писал, что солнечное затмение решит, «верно ли основное и фундаментальное предположение об эквивалентности ускоренной системы и гравитационного поля», Эйнштейн пишет Бессо совершенно в ином духе (в марте 1914 г., до первой злополучной экспедиции для проверки предсказаний предварительного варианта общей теории относительности): «Я теперь вполне доволен и больше не сомневаюсь в правильности теории в целом, будет ли наблюдение затмения успешным или нет. Смысл предмета (*Vernunft der Sache*) слишком очевиден». Позже, комментируя то, что оставалось расхождение

в 10% между измерениями отклонения лучей гравитационным полем Солнца и расчетом эффекта, основанным на общей теории относительности, Эйнштейн заявлял: «Для специалиста это не особенно важно, так как главное значение теории не в проверке небольшого эффекта, а в большом упрощении теоретического фундамента физики в целом» (Seelig, p. 195). Или также в «некоторых замечаниях о возникновении общей теории относительности» Эйнштейн сообщает: «Я крайне удивился, что существует закон равенства инертной и тяжелой масс, хотя в том, что этот закон выполняется строго, я не сомневался, даже не зная результатов изящных опытов Этвеша...».

Третий главный вопрос, по которому Мах, если не сам Эйнштейн, должен был видеть, что их пути расходятся, это развитие теории относительности в геометрию четырехмерного пространственно-временного континуума, совершенное Минковским в 1908 г. [13].

Имеется ряд указаний, что Мах был глубоко озабочен проникновением четырехмерной геометрии в физику; по утверждению, например, Хернека [14], Эрнст Мах специально приглашал к себе физика и философа Филиппа Франка «с целью лучше разобраться в теории относительности, прежде всего в использовании четырехмерной геометрии».

Нетрудно измерить глубину антагонизма Маха против подобных концепций, о чем можно найти доказательства в других его произведениях. Если принять серьезно сочинение Минковского и то, что следует из него, например отказ от независимости пространства и времени, и считать, что подлинно лишь «некое объединение обоих», то нужно признать, что такой отказ от независимости понятий пространства и времени — покушение на самые корни феноменализма или физики ощущений, именно на понятие действительных измерений. Если подлинным, имеющим смысл «реальный» является лишь четырехмерный пространственно-временной интервал ds , то мы имеем дело теперь с величиной, вряд ли являющейся «denk-
ökonomisch» и не охраняющей примат измерений в реальных пространстве и времени. В своей статье Минковский провозгласил, что «трехмерная геометрия становится главой четырехмерной физики... Пространство и время превращаются в тень и остается лишь мир в себе». В этом мире решающее нововведение — это понятие «временноподоб-

ного вектор-элемента» $ds \left(= \frac{1}{c} \sqrt{c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} \right)$.

У Маха слово «элемент» имеет совершенно другой смысл: элементы — не что иное, как ощущения и комплексы ощущений, из которых состоит мир и которые полностью определяют мир. С этой точки зрения то, что явно сделала теория относительности, — это перемещение основных, элементарных истин из плоскости непосредственного го-лого опыта в пространстве и времени в математическую модель мира, объединяющую пространство и время и недоступную непосредственно чувственному восприятию.

Здесь то разногласие, которое с самого начала разделяло Эйнштейна и Маха, даже до того, как они это осознали. Для второго фундаментальная задача науки — экономность и описательность, для первого — творчество и интуитивность. Мах однажды писал, что «если бы все частные факты — все частные явления, познать которые мы желаем, — были бы непосредственно нам доступны, никогда не возникла бы наука». В лекции в Париже 6 апреля 1922 г. Эйнштейн расценивал это с откровенностью, вызванной, может быть, давним раскрытием оппозиции Маха к его идеям, так: «Система Маха изучает существующие отношения между данными опыта; для Маха наука — это совокупность этих отношений. Эта точка зрения неверна, и фактически то, что делает Мах, это каталог, а не система» [15].

Мы здесь свидетели старого конфликта, продолжающегося на всем протяжении развития наук. Феноменологический позитивизм Маха, почти с бэконовским призывом о примате чувственного опыта, размахивает несомненным и неотразимым оружием для критической переоценки классической физики; и в этом виден возврат к старой позиции, которая считала, что ощущения — начало и конец научного достижения. В этом свете можно читать Галилея, когда он настаивает на первоначальной необходимости *описания* падения тел, оставив выяснение причины на позднее. Так можно понять (или вернее, неправильно понять) Ньютона с его знаменитым изречением «Я не измышляю гипотез». То же относится к Кирхгофу, о котором Больцман писал в 1888 г.: «Цель не в выработке отчетливых гипотез о сущности материи или в объяснении движения тела движением молекул, а в преподавании уравнений, свободных от гипотез, возможно вер-

нее и количественно правильно соответствующих природным явлениям, пренебрегая сущностью вещей и сил. В своей книге о механике Кирхгоф стремится изгнать такие метафизические понятия, как силы — причины движения; он ищет лишь уравнения, соответствующие возможно лучше наблюдаемым движениям» [16].

Точно так же Герц трактует уравнения Максвелла без эфира XIX в., придававшего им «реальность». Так же, в конечном счете, сам Эйнштейн понимал вклад Маха в свои первые произведения.

Однако феноменологический позитивизм в науке побеждал всегда лишь до строго определенного предела; это необходимая шпага для разрушения старых ошибок, но весьма непригодный лемех для выращивания нового урожая. Я считаю чрезвычайно знаменательным то, что Эйнштейн это понимал во время переходного периода освобождения от махистской философии, освобождения, которое правда, никогда не было полным.

Весной 1917 г. Эйнштейн писал Бессо, упоминая о рукописи, которую ему прислал Фридрих Адлер: «Он загнал бедную клячу Маха до изнеможения». На что Бессо, всегда наиболее верный махист, ответил 5 мая 1917 г.: «Что касается лошадки Маха, мы не должны ее обижать; не она ли позволила совершить адское путешествие через относительность? И кто знает, может быть в случае неприятных квантов она пронесет Дон Кихота de la Einste через все это!» И ответ Эйнштейна на это 13 мая 1907 г. поразителен: «Я не хочу поносить лошадку Маха; но Вы знаете, что я об этом думаю. Она не может вдохнуть жизнь во что-то новое, а может лишь истребить вредных паразитов».

Итак, поскольку пришло время покончить с переоценкой и начать реконструкцию, установки Маха стали неудовлетворительными. (В этом отношении Мах, как и многие мастера, опасался своего ученика.) Действительно, сначала Эйнштейн перенял доктрину Маха, например, в значительной части статьи 1905 г., но затем он перевернул эту доктрину вверх дном, скорее преуменьшив, чем преувеличив роль фактических подробностей опыта как в начале, так и в конце научной теории, и остановил свой выбор на творческом рационализме, который почти неизбежно привел Эйнштейна к концепции объективного, «реального» мира, скрывающегося за теми феноменами,

которым подвержены наши чувства (это тот самый выбор, конечно, который сделали Галилей и Ньютон). В 1931 г. статью «Влияние Максвелла на эволюцию понятия физической реальности» Эйнштейн начинает словами: «Уверенность в существовании внешнего мира, независимого от познающего субъекта, лежит в основе всего учения о природе». Вновь и вновь в период, начинающийся с его работы об общей теории относительности, Эйнштейн настаивает на том, что между опытом и мышлением, так же как между миром чувственных восприятий и объективным миром, существует логически непреодолимая пропасть. Позже Эйнштейн характеризовал способность мышления воспринять реальность словом «чудесная». Уже сама терминология этого утверждения заслуживает анафемы со стороны Маха. На этой стадии посмотрим, когда и при каких обстоятельствах Эйнштейн сам постепенно начал сознавать глубокое изменение в своей гносеологии, состоящее, вкратце, во все большем и большем признании и подчеркивании рационального элемента в своих трудах и соответственно во все меньшем и меньшем признании и подчеркивании позитивистского элемента (а не как многие полагают, в драматическом переходе от одной «чистой» позиции к другой, диаметрально противоположной). Для иллюстрации мы можем здесь вновь обратиться к его письму от 24 января 1938 г. к его давнишнему другу С. Ланчос, до сих пор не опубликованному: «Идя от скептического эмпиризма махистского толка, благодаря проблеме гравитации превратился в верующего рационалиста, который ищет единственный надежный источник истины в математической простоте. Конечно, логически простое — не обязательно физически верное, но физически верное — обязательно логически простое, это единство основания».

В самом деле, все другие доказательства показывают, что работа Эйнштейна над общей теорией относительности оказала решающее влияние на его гносеологическое развитие. Как он писал позже («Физика и реальность», 1936 г.): «Первой целью общей теории относительности является установление предварительной формулировки, которую, пренебрегая требованием, чтобы она сама по себе составляла нечто завершенное, можно было возможно проще связать с «неопределенно наблюдаемыми фактами». Однако эта цель не была достигнута. В «Некото-

рых замечаниях о возникновении общей теории относительности» (стр. 288) Эйнштейн сообщает: «Скоро я увидел, что при нелинейных преобразованиях, требуемых принципом эквивалентности, утрачивается простая физическая интерпретация координат, т. е. что больше уже нельзя требовать, чтобы разности координат были непосредственными результатами измерений с помощью идеальных линеек или часов. Уяснение этого обстоятельства доставило мне много беспокойства...» — точно так же, как Маху. «Таким образом, указанная выше дилемма разрешилась следующим образом (в 1912 г.): реальный физический смысл имеют не дифференциалы координат, а только соответствующая им риманова метрика» (стр. 289). Это было окончательное следствие представления по Минковскому о четырехмерном пространстве. И это был выбор против верности хаосу операционного опыта в пользу верности древней вере в единство как основу физической теории.

В других работах достаточно писалось о тонком, но далеко идущем соответствии между научным рационализмом Эйнштейна, с одной стороны, и его философским реализмом и верой в некоторый вид космической религии — с другой. Макс Борн резюмировал это в одном изречении: «Он верил в способность разума отгадать те законы, по которым бог образовал Вселенную» [17]. Возможно, что наилучшее выражение этой позиции можно найти у самого Эйнштейна в его очерке «О современном состоянии теории поля» [18].

«Теория преследует две цели: охватить по возможности все явления и их взаимосвязи; и помочь нам не только знать, *как* устроена природа и *как* происходят природные явления, но и по возможности достичь цели, может быть, утопической и дерзкой на вид, — узнать, почему природа является именно такой, а не другой. В этом ученые находят наивысшее удовлетворение... Приняв однажды основную гипотезу молекулярно-кинетической теории теплоты, исследователь ощущает до известной степени, что сам бог не мог бы изменить эти взаимосвязи в том виде, в каком они существуют, как он не мог бы превратить число 4 в простое. В этом состоит прометеевский элемент научного творчества... Для меня в этом и заключается постоянное очарование научного мышления; это образует, так сказать, религиозный базис научных

изысканий». Это действительно далеко от того типа анализа, который Эйнштейн делал всего несколько лет раньше, и мы сразу улавливаем глубокое философское родство с натурфилософами XVII в., например с Иоганном Кеплером, который в предисловии к *Mysterium Cosmographicum* заявляет о желании узнать о числе, положении и движении планет, «почему они такие, какие есть, а не другие», и который писал в апреле 1599 г. Герварту относительно чисел и количеств: «Наши знания подобны божеским, поскольку мы в состоянии понять кое-что в этой смертной жизни». Не приходится и говорить, что прежние друзья Эйнштейна, того времени, когда он был настроен более позитивистски, иногда извещались в прямой форме об этих изменениях. Так, Эйнштейн писал Морицу Шлику 28 ноября 1930 г.: «В общем Ваше представление не соответствует моему умозрительному направлению, поскольку я нахожу, что в целом Ваша позиция, так сказать, позитивистская... говорю Вам прямо: физика — это попытка умозрительной постройки модели *реального мира* и его закономерной структуры. Конечно, она должна точно представлять эмпирические отношения между чувственными экспериментами, которым мы подвергаемся; но только *указанным путем* можно их связать... кратко говоря, я страдаю от разобщения реальности опыта и реальности сущности...». «Вы удивитесь «метафизику» Эйнштейну, но каждое четвероногое и двуногое животное в этом смысле — фактически метафизик» (курсив оригинала).

В конечном счете Эйнштейн вернулся к взгляду, который, по мнению многих (и, возможно, его собственному), был устранен из физики его фундаментальной статьей 1905 г. о теории относительности: что существует внешняя, объективная физическая реальность, и мы можем надеяться ее постигнуть — не прямым опытом или логически и с полной достоверностью, но, по крайней мере, интуитивным скачком, подсказанным опытом совокупности всех ощутимых «фактов»; события происходят в «реальном мире», а пространственно-временной мир чувственного опыта и мир многомерного континуума лишь полезные метафоры, но не более.

В неопубликованном отрывке, который, по-видимому, был задуман как дополнительный критический ответ на один из очерков в книге «Альберт Эйнштейн, философ-

ученый» (1949 г.), Эйнштейн возвращается — и в довольно резкой форме — к вопросу о противоположном мнении; он упоминает об «основной аксиоме» его мышления, «постулате о «реальном мире»», которому соответствует «мир» думающего и экспериментирующего субъекта. «Крайние позитивисты полагают, что могут обойтись без него. Мне кажется, что это иллюзия, если мы не хотим отказаться вообще думать».

Окончательная гносеологическая установка Эйнштейна заключается в том, что мир простого опыта должен быть подчинен и преобразован фундаментальным мышлением до такой общности, что он станет космологического характера. Конечно, теперь физики признают, что надо избегать крайностей между махистской привязанностью к эмпирическим фактам как единственному источнику теории, с одной стороны, и эстетико-математической привязанностью к убедительной простоте и внутренней гармонии как гарантии истинности, с другой стороны. При развитии своей философии с одного конца этого ряда позиций к другому Эйнштейн помог нам найти самих себя. Возможно, как мы говорили здесь, что эйнштейновская работа большого масштаба по синтезу кажется многим безнадежным поиском, попыткой сделать слишком много вещей сразу: презирая пропасть между полем и частицами, пытаться перебросить мост между непрерывностью и дискретностью, и, презирая пропасть между гравитацией и электромагнетизмом, пытаться соединить их в геометрической структуре пространства. Для многих физиков этот поиск кажется столь же странным, как в свое время казался странным «Фауст» Гете, часть II. Однако я склонен думать, что не сказано последнее слово и что глубокая и смелая решимость Эйнштейна, может быть, указывает путь к ближайшей высшей степени научного мышления.

Я хотел бы признать с благодарностью помощь хранителей наследия Альберта Эйнштейна и особенно помощь мисс Эллен Дюкас. Все цитаты публикуются здесь с их разрешения. Неопубликованные частично черновики были представлены на сессии Eranos в Ascona в августе 1965 г. и на собрании Science et Synthese в ЮНЕСКО в Париже, декабрь 1965 г.

(несколько сокращены)

1. *J. T. Herz. A History of European Thought in the Nineteenth Century* (1965 reprint, Dover Publishing Co. N. Y.), v. II, 184.
2. Недавно найденные документы показывают уважение Эйнштейна к Оствальду. Первая опубликованная работа (1911) Эйнштейна о капиллярности использует данные Оствальда и фактически написана под влиянием его работ, о чем свидетельствует письмо Эйнштейна к Оствальду от 19 марта 1901 г. (опубликовано: *F. Herneck. Forschung und Fortschritte*, 1964, 36, 75). Поводом к этому письму послужила неудача в попытке получения места ассистента в Высшем техническом училище в Цюрихе; Эйнштейн обращался к Оствальду с надеждой получить место в его лаборатории и возможность дальнейшего образования. Не получив ответа, Эйнштейн написал новое письмо 3 апреля 1901 г., а 13 апреля его отец, Герман Эйнштейн, обратился к Оствальду, по-видимому, без ведома сына. Герман Эйнштейн сообщает, что его сын считает Оствальда «наиболее выдающимся из всех физиков данного времени». Единственной другой попыткой было обращение к Камерлинг-Оннесу (12 апреля 1901 г.).
3. Опубликован ряд доказательств, иллюстрирующих широко известное влияние Маха на Эйнштейна в течение примерно первых пятнадцати лет этого столетия. Интересный факт, по-видимому, не отмеченный, — это сообщение о недавно найденном документе, свидетельствующем о том, что в 1911 г. Мах участвовал в формулировке и подписании манифеста, призывающего к созданию общества позитивистской философии. Среди подписавшихся, наряду с Махом, находим Петцольда, Давида Гильберта, Феликса Клейна, Жоржа Гельма, Сигмунда Фрейда. Одним из подписавшихся был Эйнштейн, имевший в это время переписку с самим Махом. (См. *F. Herneck. Phys. Blätter*, 1961, 17, 276).
4. Письмо Бессо к Эйнштейну, 16.II.1939 г.
5. Позже Эйнштейн нашел, конечно, что этот метод не годится. См. *Ideas and Opinions*. New York, 1954, 286.

6. Анализ переписки см. *F. Herneck. Forschung und Fortschritte*, 1963, 17, 239. *H. Hönl. Phys. Blätter*, 1960, 16, 571.
7. Все цитаты приводятся с разрешения хранителей наследия Альберта Эйнштейна. См. благодарность в конце статьи.
8. Так, в № 12 *Space, Time and Gravitation. Our of My Later Years. Philosophical Library, New York*, 1950, Эйнштейн делает различие между умозрительными теориями и «принципиальными теориями», к которым Эйнштейн относит, к примеру, теорию относительности. Подобные принципиальные теории, говорит Эйнштейн, исходят из «эмпирически наблюдаемых общих свойств феноменов», и вновь он приводит пример термодинамики.
9. Выражаю благодарность полковнику Берну Дибнеру за копию письма из архива *Burndy Library in Norwalk, Connecticut*. Среди других, до сих пор не опубликованных писем, в которых Эйнштейн указывает на свое чувство обязанности к Маху, можем цитировать письмо к А. Кампу от 9 декабря 1935 г. «... Вы говорите о Махе, как о человеке, преданном забвению. Я не могу согласиться, что это соответствует истине, ибо философская ориентация современных физиков близка к Маху; это обстоятельство — не малый остаток влияния произведений Маха».

Имеется объемистая дополнительная литература о деталях аспектах отношений между Эйнштейном и Махом, но из-за недостатка места она не может быть здесь приведена.

10. «О теории относительности», *Mein Weltbild, Amsterdam*, 1934, перепечатана в *Ideas and Opinions, Crown Publishers, New York*, 1954, р. 246. О тематических гипотезах в теории относительности см. мой очерк в т. II *Melanges. Alexandre Koyré (Hermann, Paris, 1964)*.
11. Цитаты из «О методе теоретической физики», *Mein Weltbild*, 1934, перепечатано в *Ideas and Opinions*, 270—276. Имеется ряд позднейших лекций и очерков, где отмечается то же самое, особенно лекция «Физика и реальность», где ясно сказано, что теория познания Маха «на основе сравнительно тесного контакта используемых понятий и опыта» недостаточна и что нуж-

но выйти «за рамки феноменологических представлений», чтобы физика была сведена «на основу, более удаленную от прямого опыта, но зато более единого характера».

12. *W. Kaufmann*. Ann. d. Phys., 1906, **19**, 495. Подчеркнуто в оригинале. Описание первых восприятий специальной теории относительности дано Дж. Холтоном (Amer. Journ. Phys., 1960, **28**, 627—636).
13. *H. Minkowski*. Raum und Zeit. Лекция 21 сентября 1908. Phys. Zs., 1909, **10**, 104—111.
14. *F. Herneck*. Phys. Blätter, 1959, **15**, 565.
15. Напечатано в Einstein and the Philosophies of Kant and Mach. Nature, August 1923, **112**, 253.
16. Цитата из P. S. Cohen, p. 109.
17. *Max Born*. Physics and Relativity in Physics in My Generation. London, 1956, 1205.
18. *A. Einstein*. Über den gegenwärtigen Stand der Feldtheorie. Festschrift Prof. A. Stodola. Füssli Verlag. Zürich u. Leipzig, 1929, 126—132.

ДИСКУССИЯ

Франсуа ле Лионэ (François le Lionnais).

Великих ученых можно разбить на две группы: проявляющих преимущественно глубину и проявляющих преимущественно широту. Более редки обладающие обоими дарами — и глубиной, и широтой. К ним принадлежит Эйнштейн. Достаточно вспомнить его главные вклады в развитие физики, чтобы остановиться в изумлении перед столь разнообразным творчеством. Прежде всего мы в них встречаем теорию относительности: специальную теорию относительности, общую теорию относительности, единую теорию поля. В атомистике — теорию броуновского движения и флуктуаций. В квантовой теории мы имеем в основном теорию квантов света и фотоэлектрического эффекта, а также теорию удельной теплоемкости твердых тел, важные законы фотохимии, индуцированное излучение, использованное в лазерах, статистику Бозе—Эйнштейна... Вы видите известное число вопросов, из которых добрая половина достойна отдельных Нобелевских премий; я опускаю его изобретения и его менее важные открытия, например инверсный магнитно-гироскопический эффект и многие другие.

Хотя для широкой публики Эйнштейн прежде всего отец теории относительности, Нобелевскую премию в 1921 г. он получил не за теорию относительности, а за теорию фотонов, или квантов света. Эта теория, утверждающая существование фотонов, рассматривала их одновременно как световые корпускулы и как электромагнитные волны и открыла этим дорогу, которая должна была по-

¹ Science et synthèse. De la pluralité à l'unité. 151—197. Imprimerie Bussière, Sanit Amand (Cher) France. UNESCO. 1967.

Вести очень далеко. Де Бройлю было суждено дополнить эту революцию в области света не менее глубокой революцией в области материи и в отношениях, которые могут связывать эти две области: это волновая механика, которой мы все еще живем. Никто более не призван, чем отец волновой механики, чтобы напомнить о заслугах в этой области отца фотонов, и вновь начертить тропу и показать связи, соединяющие обе эти теории, которые останутся вечными памятниками научной мысли.

Луи де Бройль (Louis de Broglie)

Альберт Эйнштейн и сосуществование волн и корпускул.

Когда говорят об Альберте Эйнштейне, часто ограничиваются тем, что он был гениальным автором теории относительности, сначала специальной, а затем общей. Однако, выражаясь так, не всегда отдают себе отчет в игнорировании очень важной части его творчества. Действительно, хотя теория относительности есть и остается одним из наиболее основных достижений физики XX в., нельзя забывать, что Эйнштейн также тот, кто в своей теории световых квантов первый увидел в свете сосуществование волн и корпускул, и тот, кто, вводя в статистическую термодинамику новые и порой дерзкие методы, извлек из них общую теорию флуктуаций и броуновского движения. Из его трех основных вкладов в теоретическую физику второй (теория световых квантов) имеет в наших глазах столь же важное значение, как и первый (теория относительности), тогда как третий внес оригинальные идеи, весьма плодотворные. И самое удивительное во всем этом то, что все эти три изумительные открытия опубликованы Эйнштейном в течение одного года (1905) в возрасте двадцати шести лет!

Есть, конечно, несомненное родство между этими тремя до тех пор неизвестными областями, исследованными одновременно в тот период великим физиком. Основополагающие идеи теории относительности, именно принцип инерции энергии и релятивистская динамика, постоянно руководили им в исследовании корпускулярной структуры света. Глубокое знание статистической термодинамики предоставило ему ряд доказательств существования световых квантов, которые мы сегодня называем «фотонами», именно в его работах о флуктуациях энергии

в чернотельном излучении, об обменах энергии и количества движения между атомами и излучением в полости при термодинамическом равновесии, а также в том анализе спонтанных и индуцированных излучений, в котором тридцать лет назад он дал ключ, позволяющий сегодня понять действие изумительных аппаратов, называемых мазерами и лазерами. Так проявляется глубокое единство исследований Эйнштейна в первый период его деятельности.

Итак, рассмотрим сначала интересующую нас часть творчества Эйнштейна в период от 1905 г. до кануна войны 1914 г. Когда молодой сотрудник Швейцарского патентного бюро начал, вероятно, около 1903—1904 гг., с той силой мысли, которую часто придает работа в одиночку, размышлять над проблемой квантов, он сразу поразился парадоксальным характером гипотез, позволивших Максиму Планку вывести точную формулу спектрального распределения черного излучения. Будучи убежденным в том, что эмиссия и поглощение света должны представлять взаимообратные процессы, что казалось ему невозможным, исходя из классической картины света, чисто волновой, он пришел, идя дальше того, что посмел сделать Планк, к предположению, что световая энергия, излученная порциями во время своего распространения, сохраняет эту корпускулярную форму. Вспомнив, что фотоэлектрический эффект, открытый Герцем и Гальваксом за двадцать лет до этого, представлял неразрешимую загадку для волновой теории света Френеля и Максвелла, он допустил, что световая энергия частоты ν передается корпускулами энергии $h\nu$ (h —постоянная Планка), которые он назвал тогда «квантами света» и которые мы называем теперь «фотонами». Исходя из этого, с помощью расчета, занимающего две строчки, он объяснил загадочный феномен, ставивший всех физиков в тупик.

Скажем сразу, что эйнштейновское объяснение фотоэлектрического эффекта, подвергавшееся долгое время сомнению, блестяще подтвердилось экспериментально, сначала Миллиkenом в 1916 г. для света и немного позже моим братом и Эллисом для рентгеновских и гамма-лучей. Открытие Комптоном эффекта, носящего его имя, и теоретическая интерпретация этого эффекта фотонной гипотезой, данная вскоре независимо Комптоном и Дебаем, завершили подтверждение справедливости идей Эйн-

штейна. И именно за это открытие закона фотоэлектрического эффекта Эйнштейн получил в 1921 г. Нобелевскую премию по физике. Но если, в конце концов, идея Эйнштейна и победила, то вначале против нее поднялась буря протестов, как это почти всегда происходит при предложении действительно новой точки зрения, неизбежно сталкивающейся с прежними воззрениями. Ему возражали, что имеются успехи в классической физике, что феномены интерференции, дифракции, поляризации, которые со времени Френеля с уточнениями, внесенными бессмертным творением Максвелла, диктуют идентификацию света и всех электромагнитных излучений с волнами. Конечно, Эйнштейн не отрекался от них, но он мечтал о возможности совмещения обеих точек зрения. Он спрашивал себя: почему не допустить, что существуют световые корпускулы, носящие лучевую энергию, переносимые электромагнитной волной нулевой или пренебрежительно малой энергии, но способной направлять движение фотонов так, чтобы обеспечить статистическое распределение лучистой энергии, предусматриваемое волновой теорией? Это была теория «призрак-волны» или *Gespensterwelle*, над которой я много думал за последние годы. Эйнштейн отмечал, между прочим, что это не мешало бы световой энергии, излученной атомом или молекулой в форме фотона, быть направленной определенным образом, и он пришел к концепции «игольчатого излучения» или *Nadelstrahlung*.

В течение нескольких лет (примерно от 1905 до 1910 г.), Эйнштейн был занят главным образом изысканием доказательств сосуществования в свете волн и корпускул. Используя свои глубокие познания в статистической термодинамике, он дает формулу флуктуации энергии в черном излучении и показывает, что эта формула распадается на два члена, из которых один соответствует существованию корпускул света, а второй — существованию световых волн. Я когда-то много размышлял над этой любопытной формулой, а недавно возобновил ее изучение совместно с моим молодым сотрудником Андраде Сильва, ибо мне кажется, что она может нам дать ценные сведения о действительной природе сосуществования волн и корпускул, по крайней мере, в случае тех корпускул, которые называют бозонами и к которым принадлежат фотоны.

В том же духе Эйнштейн сначала один, а потом в сотрудничестве с Хопфом исследовал с помощью остроумных термодинамических анализов броуновское движение частицы, находящейся в черном излучении и обменивающейся постоянно с ним энергией. Он вновь пришел к формуле с двумя членами, соответствующими сосуществованию волн и фотонов в черном излучении, и показал, что только закон Планка может соответствовать предсказанным таким образом флуктуациям.

Перейдем теперь к исследованиям Эйнштейна в той же области, в период между 1917 и 1927 гг.

В начале этого периода он был отвлечен от работ над светом теми усилиями, которые ему пришлось затратить для придания теории относительности той общей формы, которая привела его, как известно, к блестящей и знаменитой интерпретации гравитационного поля. Тем не менее он не терял из виду квантов, глубоко размышляя над основами атомной теории, выдвинутой в 1913 г. Нильсом Бором, и над более подробно разработанной Зоммерфельдом ее формой, в которую и сам Эйнштейн внес существенный вклад. Именно так он вернулся в 1917 г. к своим старым исследованиям в знаменитом мемуаре, где, вводя идею спонтанных и индуцированных излучений атомов, он показал наличие скрытого родства между законом частот Бора и законом черного излучения Планка. Я уже подчеркивал важное значение понятия индуцированного излучения в физике последних лет. К этим хорошо известным заключениям Эйнштейн в том же мемуаре добавил новые соображения о броуновском движении частицы в черном излучении и показал, что фотон с энергией h должен обладать количеством движения. Это было создание динамики фотона, неизбежно релятивистской динамики, различные аспекты которой мне пришлось исследовать в 1922 г. в одной статье в «*Journal de Physique*» и два года спустя в моей докторской диссертации.

Извините меня за то, что в этом обзоре я буду теперь говорить о самом себе. В конце войны 1914—1918 гг., будучи пропитанным идеями Эйнштейна, я начал размышлять над проблемой волн и корпускул, занимавшей меня несколько и раньше, ибо я вспоминаю, что во время подготовки к экзамену по механике в Сорбонне я находился под сильным впечатлением от теории Гамильтона—

Якоби и от аналогии принципа Ферма с принципом наименьшего действия.

Все же лишь в 1922 г. я опубликовал первую статью о черном излучении, как о фотонном газе, и заметку в докладах Академии (*Comptes rendus*) об эйнштейновской формуле флуктуаций энергии в черном излучении. Затем, вдруг, в течение лета 1923 г. мне пришла мысль, что сосуществование волн и корпускул, открытое Эйнштейном для света, должно также иметь место для всех частиц материи. Из этой идеи я извлек основные принципы волновой механики и опубликовал их в докладах Академии в сентябре 1923 г. и более подробно в моей докторской диссертации 1924 г.

В это время Эйнштейн, ничего не знавший о моих исследованиях, ознакомился со знаменитой работой индийского физика Бозе, в которой автор разработал новым способом, впрочем, ранее намеченным в моей статье 1922 г., статистику, пригодную для фотонов. Весьма заинтересованный этой работой Бозе, Эйнштейн предпринял дальнейшую разработку ее в заметках, представленных Академии наук в Берлине. В этот момент он, через Поля Ланжевена, ознакомился с рукописью моей докторской диссертации. С первого взгляда он в ней распознал естественное обобщение своих идей о сосуществовании волн и корпускул. Он дал Ланжевену весьма благоприятный отзыв о моей диссертации и упомянул ее в своих последних заметках о статистике, известной с тех пор как «статистика Бозе—Эйнштейна». Эрвин Шредингер узнал о моей теории из этих заметок Эйнштейна и это побудило его написать в 1926 г. свои знаменитые мемуары о волновой механике. Вскоре, в 1927 г., открытие дифракции электронов полностью подтвердило идеи, изложенные в моей диссертации.

Мы подошли к тому периоду, когда Эйнштейн, все более поглощенный разработкой своих идей о единой теории поля, испытывая в своей работе те многочисленные отвлекающие помехи, которые связаны с широкой известностью, обеспокоенный, может быть, развитием событий в Германии (где он давно поселился), подготавливаемых гитлеризмом, перестал вносить лично существенные вклады в проблему сосуществования волн и корпускул. Все же примерно в это время, отыскивая способ выражения влияния материи на гравитацию, он начал

попытки изображения материальных частиц как сингулярных решений или весьма сильных концентраций локального поля уравнений общей теории относительности.

Несомненно, более или менее сознательно, под влиянием этих работ Эйнштейна я развил в 1926—1927 гг. интерпретацию волновой механики, названную мной «теорией двойного решения» и опубликованную в июне 1927 г. в «Journal de Physique». Я всегда придерживался мнения, в согласии, думаю, с мнением Эйнштейна, что двойной аспект — корпускулярный и волновой — света и материи подразумевает реальное и одновременное существование волн и корпускул, весьма тесно связанных. Я хотел получить, таким образом, ясное и точное представление, и это привело меня к моим идеям, еще весьма несовершенным, теории двойного решения. В академической заметке «La dualisme des ondes et des corpuscules et l'oeuvre d'Albert Einstein» («Дуализм волн и корпускул и творчество Альберта Эйнштейна»), воспроизведенной в моей книге «Nouvelles perspectives en Microphysique» («Новые перспективы в микрофизике»), я подробно объяснил, как я представил мою теорию, к сожалению, весьма сокращенно, на Сольвеевском конгрессе в октябре 1927 г. в Брюсселе и как физики Копенгагенской школы, группирующиеся около незабвенного Нильса Бора, противопоставили моему тезису интерпретацию, основанную на понятиях дополнителности и неопределенности. Лишь Эйнштейн подбодрил меня¹. Сделав оговорки, несомненно оправданные, о форме моего доклада, он мне сказал примерно так: «Несмотря на все, Вы на правильном пути».

После 1927 г. вероятностная интерпретация волновой механики, предложенная Бором и его школой, быстро победила, приведя к все более абстрактному представлению «квантовой механики», затем «квантовой теории поля»,

¹ Во время дискуссии на Сольвеевском конгрессе Эйнштейн изложил очень пронизательное возражение против исключительно использования волн в волновой механике, закончив словами: «Я считаю, что это возражение не снимается тем, что волна Шредингера описывает не только процесс распространения, но и позволяет указывать положение частицы во время этого процесса. Думаю, что у де Бройля были основания для попыток в этом направлении. Если оперировать только с волнами Шредингера, то вторая интерпретация $|\psi|^2$, насколько я понимаю, приводит к противоречию с постулатом относительности».

В которой почти ничего не сохранилось от физических идей о волнах и корпускулах, руководивших Эйнштейном в его теории световых квантов и руководивших затем также мною в смелом обобщении этих идей в построении волновой механики. В действительности, в интерпретации копенгагенской школы нет уже ни корпускул, ни волн. В самом деле, нам говорят, что корпускула вездесуща в целой очень большой области пространства, а в этом заключается само отрицание всякой ясной концепции корпускулы. Что же касается волны, произвольно нормированной, то она представляла бы лишь вероятность, что лишает нас понимания того, как волна может определять наблюдаемые физические феномены, как-то: интерференцию, дифракцию, энергию стационарных состояний атомов, ибо представление о вероятности не может быть причиной физического события. Таблица смертности может нам предсказать с большой точностью число людей, которые умрут в Париже в 1966 г., но парижане, которые исчезнут в 1966 г., умрут от болезней, от несчастных случаев и других подобных причин, а не для того, чтобы подчиниться таблице смертности!

Эйнштейн, а также Шредингер никогда не признавали предложенную им интерпретацию квантовой физики. Но Шредингер хотел сохранить только классическую концепцию волны и отбросить концепцию корпускулы. Я никогда не думал, что эта идея правильна. Наоборот, Эйнштейн хотел сохранить физические представления и волны и корпускулы, он заявлял, что формализм теории, считавшейся ортодоксальной, несомненно, дает правильное статистическое представление, но не дает полную картину физической реальности. В полемике с Нильсом Бором, в статье «Reply to criticisms» можно найти изложение его возражений против общепринятой теории и тех трудностей, которые он в ней отмечал. Эта статья помещена в конце книги, посвященной семидесятилетию юбилею, и в замечательных «Remarques preliminaires sur les concepts fondamentaux» («Вводные замечания об основных понятиях»), которые он написал в качестве вводной статьи книги, посвященной моему шестидесятилетию. В частности, он настаивал на том, что теория, о которой он мечтал, должна, вероятно, основываться на нелинейных уравнениях и, несомненно, учесть некоторый вид броуновского движения частиц.

Отсюда понятно, что когда Эйнштейн узнал около 1951—1952 гг., что после длительного периода я возвратился к идеям моей молодости и предпринял трудную задачу возобновления попыток интерпретации волновой механики теорией двойного решения, он обрадовался и прислал мне свое одобрение, и даже переслал через друга, в знак симпатии, одну из своих последних фотографий.

Пять лет спустя после смерти Эйнштейна, около 1960 г., я вполне осознал, что нужно дополнить теорию двойного решения элементом неопределенности, способным объяснить постоянное вмешательство вероятностей в волновой механике, и что необходимо, чтобы частица, даже в кажущейся изоляции, в действительности находилась в постоянном контакте со скрытой средой, образующей нечто вроде термостата. Это привело меня к тому, чтобы допустить существование «субквантовой среды», постулированной Бором и Вижье в 1954 г. Возвращаясь в новой форме к некоторым моим идеям десятилетней давности, я тогда развил «скрытую термодинамику частиц», полностью изложенную в появившейся в прошлом году книге Gauthier—Villars и резюмированную в статье, опубликованной в *Анналах института Анри Пуанкаре*. Каковы три основы этой новой теории? Во-первых, это конечно, сосуществование волн и частиц, которое я представляю теорией двойного решения, т. е. в случае света допуская перенос фотонов волной пренебрежительно малой энергии, аналогичной старой «волне-призраку» Эйнштейна; во-вторых, это общие идеи теории относительности и, в частности, принцип инерции энергии и та форма, которую имеет термодинамика в релятивистских концепциях; и, наконец, это ввод некоторого рода броуновского движения частиц и исследование результирующих флуктуаций методами, некогда введенными Эйнштейном. Итак, эта попытка, одним из наиболее впечатляющих заключений которой является вывод принципа наименьшего действия из второго принципа термодинамики, связывает, так сказать, в одно целое три великих принципа, которые шестьдесят лет тому назад возникли почти одновременно в гениальном мозгу самого крупного физика-теоретика нашего века.

Поскольку в моих недавних работах, как и в работах моей молодости, я всегда более или менее сознательно следовал за могучей мыслью Альберта Эйнштейна, впол-

не естественно, что я пришел сегодня для участия в чествовании его памяти и что я стремлюсь осветить разделы его творчества, важность которых сегодня несколько забыта.

Библиография. О работах Эйнштейна, относящихся к сосуществованию волн и корпускул, смотри обзор Martin J. Klein. «Einstein and the Wave—Particle duality», *Natural Philosopher*, 1964, New York, Blaisdell Publishing Company (русск. перев.: Эйнштейновский сборник, 1966, 212—258). Об его идеях относительно интерпретации волновой механики смотри его статью: «Remarques preliminaires sur les concepts fondamentaux» в книге «Louis de Broglie physicien et penseur» Albin Michel, Paris, 1953 (русск. перев.: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. III, 623—626. «Наука», 1966). О теории двойного решения и скрытой термодинамики частиц смотри «Etude critique des bases de l'interpretation actuelle de la Mecanique ondulatoire», Paris, Gauthier—Villars; «La thermodynamique de la particule isolee». Paris, Gauthier—Villars, 1964, где имеется более подробная библиография.

Франсуа Руссо (R. P. François Russo)

Без всякого желания делать систематический обзор, я хотел бы подчеркнуть, что представляет собой вклад знаменитого мемуара 1905 г., создавшего специальную теорию относительности. К сожалению, очень небольшая часть образованных людей в состоянии действительно понять, почему эта дата эпохальна.

Можно занять две позиции: исходить из объективно достигнутого результата и оценивать субъективные заслуги того, кому мы обязаны этим результатом. Объективная оценка хорошо известна, не буду на ней останавливаться; зато хочу подчеркнуть субъективную точку зрения. В чем величие Эйнштейна в этом открытии? Прежде всего не надо приписывать ему открытия, сделанные до него. Эту осторожность надо проявлять каждый раз, когда речь идет о великих людях, ибо существует тенденция приписывать им открытия их предшественников. Сам Эйнштейн говорит в своей автобиографии, что в 1905 г. открытие теории относительности созрело. Созрело совершенно и абсолютно. Плод действительно был накануне падения. Почему? Потому что мы имели перед собой проблему чрезвычайно трудную, смущающую: невозможность

согласования механики и оптики. Я не буду перечислять все то, что было сделано после неудачи эксперимента Майкельсона; все трудности были указаны и перенумерованы, знали точно, в чем заключается проблема, были сделаны многочисленные попытки решить ее, был даже уже разработан математический аппарат (преобразования Лоренца), совершенно готовый для теории относительности. Таким образом, можно сказать, что накануне 1905 г. дорога была совершенно расчищена.

Нужно ли тогда утверждать все же величайшую заслугу Эйнштейна? Да, ибо, как бы ни была расчищена дорога, для решающего открытия надо было сделать еще один шаг и этот шаг сумел сделать лишь Эйнштейн. Как охарактеризовать этот решающий шаг? Главным образом он методологического порядка. Прежде всего он заключался во взятии под сомнение общепринятых фундаментальных понятий, понятий времени, одновременности и эфира. Взятие под сомнение из-за того, что Эйнштейн не может вынести неполной ясности тех проблем, которые он исследует.

Но основной мотив этого шага — это положительная позиция, позитивистская, занятая им. Я хотел бы несколько подчеркнуть эту позицию, ибо специальная теория относительности вытекала из нее.

Конечно, позитивизм был в моде и широко распространен задолго до 1905 г. Эйнштейн включился в позитивистское течение; он сам говорит, что многим обязан одному философу — Юму и одному ученому — Маху. Но собственная заслуга Эйнштейна — это то, что он довел позитивизм до самых крайних пределов. Позитивизм, предшествующий 1905 году, это позитивизм, еще смешанный с понятиями весьма мало позитивистскими; об этом сказано недостаточно. Позитивизм же Эйнштейна — это позитивизм радикальный, глобальный. С другой стороны, Эйнштейн не ограничился, как философы, не занимающиеся науками, провозглашением позитивизма; он пользовался им практически, отвергая общепринятые понятия и требуя, чтобы любое фундаментальное понятие было определено позитивно, т. е. исходя из наблюдений.

Позже Эйнштейн говорил, что он освободился от позитивизма; вы, наверно, помните его ответ тем, которые во время знаменитых полемик с Бором говорили ему: «Как случилось, что Вы, в прошлом замечательный пози-

тивист, обязанный позитивизму столь многими успехами, сегодня отвергаете позитивизм тех, кто защищает волновую механику и индетерминизм?» Вы знаете, что Эйнштейн ответил: «Хорошая шутка не должна повторяться слишком часто». Я думаю, что этот ответ не совсем правильно отражает его позицию, ибо по существу он навсегда остался позитивистом. Но позже он хотел держаться на известном расстоянии от позитивизма, об этом, может быть, еще скажут. Работа 1905 г. об относительности уже выявила, что Эйнштейн не является чистым позитивистом, прикованным к фактам и стремящимся лишь к их координации.

В его образе мыслей мы чувствуем отказ от подчинения навязанным реальностям, не созданным им самим, а это означает позитивизм, значительно более конструктивный, уже отмеченный, пропитанный рационализмом. Сущность специальной теории относительности заключалась для Эйнштейна в обдуманном и сознательном постулировании, по зрелому размышлению, двух принципов: справедливости физических законов для всех трехмерных систем отсчета, движущихся равномерно и прямолинейно, и постоянства скорости света. Все же, я думаю, можно утверждать, что в корне творчества Эйнштейна лежит методологическая позиция. Сила Эйнштейна, его заслуга в том, что он занял позицию радикального позитивизма. Я думаю, что в этой позиции более, чем в его научных идеях, заключается вся его заслуга.

Можно также сказать, как это вчера отмечал отец Дюбарль, что позиция Эйнштейна — классическая позиция, классическая по надежности и твердости мысли, не поддающейся чувственным восприятиям и общепринятым понятиям, признающей лишь разумные и доступные проверке концепции. Поэтому уже одно создание специальной теории относительности, независимо от всех позднейших замечательных открытий, возможно, более оригинальных, является решающим событием не только для понимания физических феноменов, но и для определения научного метода и позиции, позволяющей человеческому уму постигнуть реальность.

Жан Ульмо (Jean Ullmo)

Я не совсем согласен с утверждением моего друга, отца Руссо, когда он в начале своего выступления гово-

рил, что все созрело в 1905 г. для создания теории относительности.

Как и он, я думаю, что Эйнштейн исходил из позитивизма, т. е. из требования не удовлетворяться концепциями, какими бы они ни казались очевидными. В этом заключается, по-моему, основная научная точка зрения; ничего не нужно признавать заранее, никакие концепции не абсолютны сами по себе, все они должны подвергаться сомнению; и единственный способ разрешить эти сомнения — подчинить эти концепции операционному требованию, т. е. возможности их точного определения посредством ряда воспроизводимых экспериментальных операций.

Но я думаю, что основное у Эйнштейна было не это предварительное и необходимое условие, а, наоборот, полный переворот перспективы, низлагающий несколько ленивое, или, по крайней мере, обычное представление науки как совокупности рецептов, выраженных в законах, дающих некоторую возможность предвидеть и действовать. Это представление нашло наиболее полное выражение в конвенционализме Анри Пуанкаре.

В этом отношении пример специальной теории относительности особо поучителен, ибо в 1905 г. Анри Пуанкаре был великим человеком, одновременно и современной физики и современной математики. Никто не оспаривает, даже сегодня, что он превосходил свою эпоху как научным, так и философским мышлением. Пуанкаре обратил всю мощь своего ума к трудностям эпохи, к интерпретации уравнений Лоренца, к феноменам сокращения длин и расширения времен, казавшимся столь парадоксальными. Но Пуанкаре оказался совершенно неспособным совершить это изменение интерпретации потому, что он придерживался ложной философии — философии рецепта, условности, произвольного представления, в которое всегда можно втиснуть феномены, в крайнем случае, с натяжкой. Это первый случай, кажется, когда ложные философские взгляды помешали самому нужному и важному научному открытию. С тех пор подобные примеры умножились, и нет ничего более неверного, чем полагать, что можно заниматься наукой, оставляя в стороне вопросы философии, эпистемологии и методологии. Так отстают на целое поколение; мы видели и сейчас видим подобные весьма поучительные примеры,

В чем суть существенно новой позиции Эйнштейна? В том, что он верит в реальность физической теории, которую он разрабатывает. Начнем с примера специальной теории относительности. Он верит в реальность новой структуры пространства, пространства-времени, если хотите, которую он вводит. Он противопоставляет эту реальность реальности абсолютного пространства Ньютона и Канта, казавшейся со времени последнего и даже раньше онтологически очевидной и господствующей с XVII в., как это показал мой друг, покойный профессор Койре. Эйнштейн отбрасывает это абсолютное пространство, существующее во времени тоже, интуитивно, абсолютном. Он говорит нам, что структура окружающих нас пространства и времени — не та ньютоновская структура, считавшаяся настолько очевидной, что Кант рассматривал пространство и время как мысленные категории.

Разве нет здесь коренного переворота? Можно ли сказать, что все созрело для подобной революции? Это, возможно, самая крупная мутация в истории мысли, когда-либо происшедшая...

Попробуем теперь разобраться в том, что такое эти понятия относительности, прославившие Эйнштейна, но иногда превратно понимаемые. Эйнштейн — творец теории относительности. Однако в обычном лексиконе относительность — это скептицизм, это «все точки зрения равноценны», это пораженческая позиция. Наоборот, относительность Эйнштейна — это позитивная точка зрения (я подчеркиваю — позитивная, а не позитивистская), это утверждение некоей реальности. Относительность Эйнштейна устремлена к тому, чтобы выделить объективное, не относительное. Теория относительности — средство для достижения объекта, достижения объективной реальности.

Пространство безразлично к феноменам, происходящим в нем, оно нейтрально; физические объекты проявляют себя в пространстве своими взаимодействиями, но пространство на них не влияет. Однако пространство имеет структуру, и это не та структура, которую постулировали ранее, не евклидова структура Ньютона, о которой я говорил выше. В результате ниспровержения этой структуры целый ряд физических явлений, воспринимаемых ранее как взаимодействия между объекта-

ми, оказываются объясненными, можно сказать, растёршимися тем, что это их проявляет структура пространства, хотя само пространство, конечно, никак на них не действует.

Рассмотрим, среди многих классических примеров, вопрос о лоренцовом сокращении. Многие годы пытались найти физические феномены, обусловленные скоростью, для объяснения уменьшения размеров в движущейся системе. Одним ударом отпадают все эти искания мифических физических свойств. Нам сразу все становится ясным, ибо речь идет о внутренних свойствах измерительного процесса, следовательно, об определении пространства и времени.

Итак, первый принцип: специальная теория относительности — это утверждение (и следствия, вытекающие из этого утверждения), что то, что происходит в пространстве, зависит от его структуры, в том смысле, что эта структура определяет те измерения, которые мы производим. Само собою разумеется, что сами эти измерения ничего не меняют и что явления, протекающие в этом пространстве, к нему безразличны. Это принцип относительности.

Примечательно, что второй принцип, принцип относительности общей теории, как будто противоречит первому. Пространство уже не безразличный сосуд: оно само объект, взаимодействующий с другими объектами Вселенной, оно само имеет физическую структуру. Эта структура объясняет фундаментальный феномен гравитации, используемый впоследствии в попытках построения единых теорий поля для объяснения совокупности других явлений в материальном мире.

Можно спросить, и это последний вопрос, который я хочу вкратце осветить, как могли назвать одним и тем же термином принципа относительности две противоположные точки зрения, в одном случае нейтралитет пространства, не воздействующего на содержащиеся в нем объекты, в другом — квазиабсолютное положение пространства, имеющего структуру и воздействующего на объекты.

В общей теории относительности планеты описывают траектории наподобие того, как брошенный по поверхности шарик следует за формой этой поверхности, описывая геодезическую. Форма траектории планет соответствует форме геодезической, т. е. наиболее краткому

пути между двумя точками на кривой поверхности. Вот в чем заключается воздействие пространства в общей теории относительности.

Каким образом (я думаю, что в этом источник довольно значительных недоразумений) получается, что оба эти утверждения пользуются одним и тем же термином относительности? Общее у обоих — это преобразование системы отсчета. Выше я дал определение специальной теории относительности. Одно из следствий нейтралитета пространства относительно протекающих в нем событий то, что эти события должны быть независимыми от системы отсчета, в которой измеряют длины и времена. Итак, мы имеем инвариантность относительно перемены системы отсчета. Но нужно дать себе отчет, что при наличии двух различных понятий, когда второе является следствием первого, первое не обязательно является следствием второго; это логическая импликация. Если пространство нейтрально, то события независимы от системы отсчета, обратное положение будет неверным.

Эту импликацию сохраняют в общей теории относительности. Отец Руссо назвал бы это требование методологическим; я вижу в нем значительно большее — фундаментальное философское требование, в высшей степени рациональное. Будем держаться того, что события не зависят от систем отсчета, в которых их рассматривают, ибо, по существу, речь идет о самом понятии объективности, а совсем не о физической идее, что пространство нейтрально и не действует. Совсем различные вещи — сказать, что система отсчета не влияет на то, что измеряют, и сказать, что физическое пространство не действует на содержащиеся в нем объекты. Приняв первое высказывание и отбросив второе, получим общую теорию относительности. Общая теория относительности — это простое утверждение, что законы физики не могут зависеть от формы их описания и от того, как мы их учитываем. Я думаю, что подчеркивание этих двух пунктов было не совсем бесполезным.

Андрей Лихнерович (André Lichnerowicz)

Я хотел бы, несколькими весьма краткими замечаниями, отметить, в чем заключаются различия.

Мне кажется, что судьба Эйнштейна странна в том смысле, что, может быть, он лишь в 1915 г., благодаря об-

щей теории относительности, стал для всего мира новым Ньютоном.

Напиши он только работу 1905 г., он был бы среди других гениальным физиком-теоретиком, но не выделялся бы в такой степени от таких ученых, как Лоренц или Минковский (за исключением его научной смелости, составляющей, может быть, самую выдающуюся его черту). 1915 год — год общей теории относительности (которую я предпочел бы назвать релятивистской теорией гравитации) — поставил его вне конкуренции.

Эта теория имеет довольно странный аспект, ибо это теория отображения, я сказал бы — математического, гравитации; я к этому еще вернусь. Существуют несколько экспериментальных феноменов, предсказанных этой теорией; их число весьма ограничено — три или четыре (перигелий Меркурия, красное смещение, искривление световых лучей). Не они возбудили огромный интерес к теории относительности, а собственно ее интеллектуальное содержание. Впервые со времени Ньютона подверглось рассмотрению глобальное мировоззрение, и не только специалистов, но и широкой публики. Поэтому эйнштейновская теория гравитации — нечто чрезвычайно важное для будущего человеческой науки. Это наиболее законченный пример осуществления того, что представляет собой физическая теория в концепции, предложенной самим Эйнштейном.

Вместо того чтобы рассуждать о позитивизме, я скажу, что физическая теория всегда состоит из математического субстрата, составляющего ее сущность, и словесной суперструктуры; последняя имеет всегда дело с «фетишами». Эйнштейн разрушил фетишей больше, чем кто-либо другой. Он допускал лишь две вещи: математику и прямые эксперименты, хотя бы мысленные, идеальные.

По концепции Эйнштейна физическая теория возникает свободной игрой творчества человека, строившего ее на основе аксиом, не имеющих другого оправдания, кроме их следствий, иногда довольно отдаленных, и на чувстве внутренней согласованности, когда предложенная теория связывает воедино весьма широкие разделы физики. Долгое время интеллектуальная мощь релятивистской теории гравитации привлекала внимание больше, может быть, чем сила предсказаний новых феноменов. В настоящее время интерес к релятивистской теории

гравитации, вновь воскресший за последние десять лет, обращается преимущественно к экспериментам. Мы чувствуем, что ранее недоступные наблюдения и феномены становятся доступными благодаря новым экспериментальным и теоретическим открытиям, и мы хотим с их помощью проверить теорию гравитации.

Я не совсем согласен с г. Ульмо в одном пункте: мне не нравится определение общей теории относительности как инвариантность ко всяким преобразованиям координат; это свойство можно придать любой физической теории. Сравнительно легко взять классическую динамику в описании Лагранжа и дать описание ее, инвариантное относительно системы отсчета пространства-времени.

Общая теория относительности приписывает гравитационному полю совершенно особую роль, ибо это поле, под именем искривленного пространства-времени, служит общим кадром (back-ground) для всех физических феноменов, развертывающихся в нем, и само одновременно моделируется этими физическими феноменами. Возможно, этот дуализм является первопричиной честолюбивых стремлений многих физиков к построению единой теории. Но пока единые теории представляют программы, изящные математические исследования, но не физику.

Единые теории должны были, по мысли Эйнштейна, устранить скандальное положение. Скандал заключается в том, что уравнения Эйнштейна состоят из двух частей. Левая часть, имеющая геометрический статут, описывает искривление пространства-времени, правая же часть, тензор энергии-импульса — источник гравитационного поля имеет лишь феноменологический статут, несколько подозрительный с научной точки зрения. В частности, при наличии электромагнитного поля в этой части фигурирует то, что соответствует этому полю. Итак, мы имели это электромагнитное поле, корректное с точки зрения уравнений Максвелла и многих других точек зрения, появляющееся во втором члене, чтобы искривлять пространство-время с помощью недостойного его статута.

Было очевидным, что можно искать более общую геометрию, чем риманову (подготовленную Риччи и Леви-Чивита как будто специально для Эйнштейна), для одновременного описания гравитационного и электромагнитного полей. Эти многочисленные поиски Эйнштейна привели в конце его жизни к очень интересной теории,

названной теорией Эйнштейна — Шредингера; однако не ясно, что она представляет и что она может представить. Я должен сказать, что за это время изменилось само понятие единой теории. Мы знали лишь о немногих физических полях, связанных с частицами, и это лежало в основе усилий Эйнштейна. Постепенно появились мезонные поля, спинорные поля и т. д., и мы видим, что проблема единой теории стала намного труднее и сложнее, чем можно было думать первоначально.

В заключение я хотел бы остановиться на одном вопросе, касающемся трудностей, которые встретил Эйнштейн при последующем развитии общей теории относительности. Аппарат локальной римановой геометрии был готов до Эйнштейна; появление теории Эйнштейна вызвало новые работы о локальной римановой геометрии; но, по существу, была необходима глобальная геометрия.

Даже в некосмологическом масштабе, в масштабе солнечной системы или галактики, искомые решения не соответствуют локальным проблемам; они затрагивают все пространство-время, и необходимо исследование глобальной геометрии этого пространства-времени.

Но такой геометрии не существовало, она начала появляться в работах Элия Картана, около 1926 или 1927 г.

В течение десяти лет общая теория относительности и Эйнштейн были лишены существенного аппарата, тогда еще не разработанного математиками, привносящего теперь новые методы.

Общая теория относительности родилась из постулатов Эйнштейна, и мы теперь умеем излагать их адекватным языком. Оставалось привести эту теорию из состояния, подобного тому, что было у Ньютона (работа 1915 г.), в состояние, подобное тому, которое было в работах Лапласа или Лагранжа. Эйнштейн со своими сотрудниками, Инфельдом и Гофманом, с одной стороны, и с другой — крупный советский теоретик Фок в 1936—1937 гг. разработали первые методы того, что можно назвать релятивистской небесной механикой.

Разумеется, предсказанные эффекты чрезвычайно малы, и в большинстве случаев астрономы могут их не учитывать; однако наступает возможность и, тем самым, обязанность заняться подобными проблемами. Спутники и атомные часы побуждают нас к этому. Итак, мы видим, насколько Эйнштейн актуален,

Жан-Пьер Вижье (Jean-Pierre Vigié)

Я сделаю три кратких замечания о том, что было сказано. Я хотел бы начать с выступления де Бройля. Я думаю, что он был совершенно прав, когда подчеркивал кажущийся дуализм творчества Эйнштейна и его глубокое единство. Всякая живая мысль вызывает смятение, а проблемы, занимавшие Эйнштейна в течение всей его жизни, сегодня более актуальны, чем когда-либо. С одной стороны, он атаковал проблему непрерывности в природе, пытаясь охватить все законы природы в единой геометрической теории, а с другой — он оказался у истоков теории квантов. Это противоречие между непрерывностью и дискретностью все еще в центре проблемы, перед которой стоят физики, когда, например, они исследуют теорию элементарных частиц.

Одно время физики ополчились против Эйнштейна. Теория относительности восторжествовала, а его идеи о квантах обошлись ему резкой изоляцией в последние дни его жизни. Все молодое поколение физиков отвернулось от него. Попытка Эйнштейна представить материю как сингулярности полей осталась ограниченной едиными теориями и унификацией гравитационного и электромагнитного полей.

Чтобы отдать должное величю Эйнштейна, надо посмотреть, как развивалась физика после его смерти. Она развивалась в двух направлениях. Но до обсуждения этого развития я хотел бы вернуться к вопросу о сущности его научной позиции (демарша). Я считаю, что в глубоком подсознании Эйнштейн — антипозитивист. Пуанкаре располагал всеми элементами для построения специальной теории относительности. Группа Пуанкаре, носящая его имя, была уже написана, и можно было интерпретировать уравнения Максвелла. Мужество Эйнштейна в том, что он повернул против Маха, порвал с ним, даже если вначале он это не осознал. Он рвет с Махом по двум фундаментальным вопросам. Прежде всего он мужественно утверждает, что основная позиция позитивистов, отрицающих реальность всего, что не поддается непосредственному измерению, ложна: он провозглашает объективность группы Лоренца, провозглашает объективность законов природы, независимых от наблюдателя, и строит теорию, прямо противоположную всему тому, что делал

Мах. Позднейшая фаза была освещена отцом Руссо; я думаю, что она очень глубоко выражает эволюцию Эйнштейна в течение его жизни.

Я хотел бы теперь вернуться к анализу эволюции физики после Эйнштейна, чтобы показать, насколько проблемы, занимавшие его, актуальны и сегодня, и почему его мысль осталась предметом скандала и полемики. Наша концепция материи чрезвычайно обогатилась. На сцене появилось огромное количество элементарных частиц. Большие аппараты, большие ускорители, их открывают повседневно. Невозможно встретиться с физиком-экспериментатором без того, чтобы он не сообщил существование новых резонансов или не обсуждал возможность их существования. С другой стороны, мы знаем, что эти частицы обладают свойством превращаться друг в друга, и мы все ищем симметрии и свойства, могущие объяснить эти преобразования и восстановить единство в этом беспорядке. В этих двух вопросах мысль Эйнштейна, как ее изложил де Бройль, остается в центре современной полемики. Обе проблемы, поставленные Эйнштейном, все еще не решены. Первая проблема: является ли описание природы, представленное квантовой теорией в ее настоящем виде, полным или надо искать на более глубоких уровнях, например на субквантовом уровне, новые реальности, скрытые за известными феноменами и способные их объяснить? Это тот демарш, который в свое время сделал сам Эйнштейн вместе со Смолуховским и другими для объяснения броуновского движения. Вторая проблема: имеется ли за этим беспорядком возможность единой теории, или следует удовлетвориться феноменологическими описаниями, рецептами, позволяющими нам учитывать те или другие частные категории феноменов?

Эти два демарша Эйнштейна, обусловившие его открытия и довлевшие над полемикой вокруг него в последние его годы, все еще живучи: во-первых, попытка найти за сегодняшним беспорядком частиц более глубокие уровни природы, чтобы восстановить порядок и причинность за кажущимся хаосом, наблюдаемым нами, и, во-вторых, попытка унификации, геометризации физических полей. Я думаю, что никто (кроме Лихнеровича, и он правильно это подчеркивает) еще не анализировал важность основного демарша Эйнштейна, его стремление геометризовать законы природы. Конечно, со времени Эйнштейна мы

открыли другие поля. В его время знали лишь поля с дальним радиусом действия, гравитационное и электромагнитное поля. Фундаментальный вклад последних лет — проникновение в область больших энергий и открытие полей с малым радиусом действия. Отсюда проблема (поднятая де Бройлем) разработки описания структуры элементарных частиц в новой геометрической картине.

По этому поводу я хотел бы высказать свое мнение об основной идее Эйнштейна — попытке описать законы природы не в рамках классического пространства-времени, а в терминах движений, полностью описываемых в рамках пространства и времени. Этот демарш не означает отсутствия связи между пространством и временем. Проблема, с которой мы сейчас сталкиваемся, — следствие того, что экспериментальными методами, которыми мы располагаем, мы исследовали частицы очень поверхностно. Мы открыли новые квантовые числа, новые элементарные частицы, но не имеем (в будущем мы их получим) приборов, позволяющих установить, имеют ли эти частицы не точечную структуру или действительно они подчиняются нелинейным уравнениям. Ясно, что теория должна опираться на экспериментальные открытия, но она должна опираться и на какую-то методологию. Методология Эйнштейна, философия его выступлений, т. е. идея объективного характера и материальной природы явлений, возможности описать их свойства в терминах пространства и движения, возможности, в особенности, построения более глубокой динамики, способной учитывать сущность экспериментов, этот демарш (представляющий совершенно иной подход к науке, чем общепринятый современными физиками) все еще в центре дискуссии и полемики.

Имеется ли простая реальность за видимым хаосом? Эйнштейн говорил, что бог математик, а не азартный игрок в кости. Эйнштейн глубоко верил, что лишь эксперимент может проверить правильность теории. Он верил в разумность явлений, в способность человека понять феномены, подвигаться шаг за шагом в понимании и унификации естественных явлений. За их хаосом он хотел открыть невидимое простое и приподнять покрывало, скрывающее глубокую реальность. Его идеи геометризации природы, новой более глубокой динамики, находятся сегодня в центре исследований.

Я не знаю, какой исход нынешней ситуации приберегает история физики. Но ясно, и это свидетельствует о его величии, что Эйнштейн занял определенную позицию в борьбе и что его идеи в центре дискуссии. Ничего лучше не свидетельствует о величии человека и о живучести его мысли, чем перманентный скандал, вызываемый ею после его смерти.

Алексей Матвеев

Я хотел бы сказать несколько слов о проблеме, которая сильно заботила Эйнштейна, но не была здесь подробно освещена. Лишь де Бройль коснулся ее во вступительном слове. Речь идет о дуализме волн-частиц.

Эйнштейн приложил много усилий к изучению этой проблемы в силу ее важности для дальнейшего развития науки. Мы все знаем сегодня, что как специальная, так и общая теория относительности хорошо обоснованы. В недавно опубликованной работе один ученый вывел уравнение общей теории относительности в том виде, как ее задумал Эйнштейн, из картины квантового взаимодействия — обменом гравитонами. Мы теперь понимаем, кажется, отношение, существующее между геометрическим представлением Эйнштейна и представлением взаимодействия квантовой теории поля. Но, с другой стороны, в настоящее время квантовая теория поля сталкивается с большими трудностями, и мы все ждем новых идей для преодоления препятствий, еще мешающих формулировать единую теорию. В отношении этих трудностей проблема дуализма волн-частиц имеет, по-видимому, важнейшее значение.

Как вы помните, изучение этого дуализма лет сорок тому назад привело профессора де Бройля к открытию, которое позволило затем Шредингеру формулировать его теорию волновой механики. Точно так же сегодня мы ожидаем новых идей, которые позволят нам, быть может, достичь нового прогресса аналогичного значения.

В настоящее время нет единой концепции природы этого дуализма волн-частиц. Некоторые ученые утверждают, что элементарные частицы ведут себя как волны потому, что они состоят из волн. Эта идея была выдвинута Шредингером. Но другие ученые полагают, что элементарные частицы ведут себя как волны потому, что они взаимодействуют со скрытым полем, влияющим на их

поведение. Такова точка зрения, защищаемая профессором де Бройлем, профессором Вижье и другими. Итак, здесь очень интересное поле исследований. Поэтому мне хотелось бы сообщить вам мои собственные соображения по этому поводу.

Цель науки — понимать, создавать в нашем мозгу картину того, что происходит в природе. Какими средствами мы располагаем для этого? Эти средства — наши идеи, идеи, существующие в нашем мозгу. Откуда эти идеи? Они результат опыта, результат всей длительной истории человечества.

В течение всей истории наш опыт был прежде всего макроскопическим опытом малых скоростей. Мы можем поэтому быть уверенными, что идеи, выработанные в рамках этого макроскопического опыта малых скоростей, применимы лишь для этой области. Можно предположить, что вне этой области наши идеи и образы мысли перестанут быть пригодными. Это подтверждается историей. Когда мы занялись изучением явлений, характерных для скорости света — очень высокой скорости, мы пришли к заключению, что наш образ мысли и наши идеи более не пригодны для этих новых условий. Именно в силу неприменимости наших старых идей в новых условиях и была построена теория относительности, изменившая концепцию пространства и времени. Это с очевидностью доказывает, что при выходе за пределы области применимости наших идей мы вынуждены радикально изменять идеи и образ мысли.

Затем мы перешли к изучению объектов микроскопических, что тоже выходит за пределы обыденного опыта. Ничего нет удивительного в том, что наши старые идеи и образ мысли оказались непригодными для этой новой области. Тем не менее мы лимитированы теми идеями, которые действительно имеем. Что же делать? Либо нужно двигаться вперед, либо остановиться. Другого выхода нет. На этом этапе мы приняли концепцию дуализма волн-частиц. Эта концепция не что иное, как выражение непригодности наших старых идей и взглядов к новым условиям. Иначе говоря, это просто выражение того факта, что то, что мы называем частицами, не есть ни частицы, ни волны — это синтетические сущности, которые, будучи спроектированы на разные плоскости, проявляются нам одновременно как частицы и как волны. Концепция частицы и концепция волны не ближе к реальности, т. е.

к рассматриваемой сущности, чем плоские проекции трехмерного объекта к самому объекту. Мне кажется, что нам следует признать этот факт и не пытаться свести реальность ни к частицам, ни к волнам. Нет никакого доказательства возможности такого сведения. Концепция частицы, взаимодействующей со скрытым полем, также не имеет экспериментального обоснования. Где доказательство существования этого скрытого поля? Единственная побудительная причина, толкающая к вводу идеи скрытого поля, это желание сохранить наше представление частицы, сформированное за две тысячи лет человеческой эволюции. Итак, эта побудительная причина — лишь предвзятое мнение, будто все новые факты объяснимы в рамках привычных идей человечества. История показала, что не так прогрессирует человечество. Со своей стороны, я полагаю, что усилия, направленные на понимание новых и сложных явлений с помощью традиционных идей, обречены на провал. Поэтому я думаю, что мы должны теперь идти вперед и, исходя из этих известных нам проекций — частиц и волн, — создать синтетическую картину того, что мы называем частицами, и это будет реальный прогресс.

Луи де Бройль

Я должен сказать, что, к моему прискорбию, я не согласен с Матвеевым. Я полагаю, что вполне здоровым усилием, способным достичь крупных результатов, является попытка вернуться к более ясным идеям, чем «частица, распространенная потенциально во всей этой комнате». Я не знаю, что это значит. Если это означает, что она где-то, но мы не знаем где — я понимаю. Я могу сказать: «У меня друг в Париже, я не знаю, находится ли он на Елисейских полях, но он где-то». Но, кажется, хотят сказать, что частица одновременно везде и вдруг конденсируется в одной точке. Это то же самое, что я сказал бы: «Мой друг находится во всем Париже, но вдруг он конденсируется на Елисейских полях». Я перестаю что-нибудь понимать. Я высказал много критических замечаний в этом духе и пришел к заключению, что надо изменить теперешнюю интерпретацию. Но я не хочу втягиваться в дискуссию, которая увлекала бы слишком далеко, и хотел бы вернуться к вопросу об Эйнштейне, поскольку речь идет о нем.

По-моему, Эйнштейн был гораздо менее позитивистом, чем говорят, и значительно более объективным. Это сказал Вижье; это также сказал, кажется, Ульмо. Он смотрел на вещи очень объективно. Когда он начал свои исследования специальной теории относительности, у него были указания — опыт Майкельсона и другие, направившие на путь. Он размышлял над физическими феноменами, кажется, прежде, чем над фундаментальными принципами. Может быть, позже, когда он строил общую теорию относительности, он руководствовался принципами, полученными из специальной теории, но вначале, по-видимому, это было не так. Если читать, например, как я это недавно сделал, его доказательства формулы инерции энергии, играющей такую большую роль в вопросах ядерной энергии, видно, что он рассматривает совершенно конкретные примеры, изучает их подробно, как физик, и извлекает из них принцип инерции энергии. Так он действовал в первой части своего творчества, о которой теперь почти не говорят. Он анализировал флуктуации черного излучения и анализировал спонтанные эмиссии и индуцированные, играющие сегодня огромную роль в теории мазеров и лазеров, приемами весьма простыми, в связи с прямыми экспериментами.

Видно, что он действительно представлял себе свои эксперименты, и поэтому, когда он открыл двойную природу света, он сразу подумал, что существуют и волны и корпускулы и что они тесно связаны. Эта идея все время встречается в его первых работах; недавно мне представился случай прочесть работу, которая меня очень заинтересовала: Мартин Клейн — это не сообщник, ибо я его совсем не знаю, — прислал мне работу, в которой он анализировал все творчество Эйнштейна в отношении того, о чем я сейчас говорил. Он посвятил этому глубокий труд, в котором рассмотрел вновь все доказательства Эйнштейна. Очень хорошо прослеживается ход мыслей Эйнштейна, это очень объективные мысли, рассматривающие явления очень детально. Я этим трудом несколько воспользовался в том обзоре, который вам представил.

Можно сказать, что ум Эйнштейна был очень объективным, и именно поэтому он не понимал хорошо и, вероятно, никогда не признавал концепции Копенгагенской школы. Я все же думаю, что нельзя легко отнестись к возражениям, сделанным таким умом, как ум Эйнштейна. Даже в

Очень кратком обзоре, написанном им специально для книги, изданной по случаю моего шестидесятилетия, он сделал замечания, очень глубокие при их внимательном прочтении. И это было написано в 1952 г., т. е. за три года до смерти. Конечно, тот может оценить их глубину, кто много думал над этими вопросами.

Руссо

Я хотел бы устранить недоразумение по поводу понятия «позитивизм». Термин «позитивизм» — нехорош, так как он имеет несколько аспектов. Если понимать под позитивизмом позицию не только ограничиваться наблюдениями и признавать лишь понятия, допускающие проверку экспериментом, но и позицию нежелания держаться на расстоянии от наблюдений, то тогда Эйнштейн был не позитивистом, и становился им все менее и менее.

Но я утверждаю, что в 1905 г. решающий демарш Эйнштейна произошел из позитивистской позиции, ибо именно такую позицию он занял, когда говорил в сущности: «Я не хочу слышать об абсолютном времени потому, что я не знаю, что это такое, я хочу говорить о времени, которое можно определить с помощью наблюдения». В сущности, Эйнштейн боролся на двух фронтах: на фронте позитивизма в 1905 г. и также в 1921 г., когда он отзывался о философах, мешающих прогрессу наук, предпочитая недоступные высоты априорности фундаментальным эмпирическим понятиям, и на фронте объективного реализма, когда он утверждал, что существуют рациональные реальности далеко за пределами позитивных наблюдений.

Я боюсь употребления двусмысленного слова — позитивизм.

Я хотел бы сделать еще замечание об одном историческом факте. Нельзя сказать, что Мах был позитивистом в узком смысле слова. Мах знал, что надо соблюдать расстояние относительно эксперимента. Франк в книге об Эйнштейне цитирует один текст отца позитивизма Огюста Конта, где последний заявляет, что надо уметь рассматривать реальности за пределами опыта.

А. Лихнерович

Я хотел бы выразить свое согласие с тем, что только что сказал Луи де Бройль. Я полагаю, что Эйнштейн действительно был разрушителем фетишей в том смысле, что

он не терпел никакой философии, внешней и чуждой его научному демаршу. Всякое понятие, которое он не мог пропустить через двойное сито математической согласованности, игравшей важную роль во второй части его жизни, и, особенно, экспериментального анализа, непрерывного анализа наблюдений, было для него подозрительным и достойным осуждения. Я думаю, что именно в этом весьма редком научном мужестве мы находим один из ключей гениальности Эйнштейна. Если кто-либо хочет выявить скрытую философию физической теории, он сможет это сделать лишь впоследствии; философия не должна предшествовать физической теории.

Ж.-П. Вижье

Сделаю одно замечание, касающееся школы, из которой вышел Эйнштейн. Мах был крупным физиком, он был вполне последователен, он отрицал существование атомов под предлогом, что их еще не видели в то время, когда разрабатывалась кинетическая теория газов Больцмана и Максвелла. Я думаю, что в этом вопросе имеется действительно разногласие между нами и что, в сущности, Эйнштейн не был позитивистом.

Второе замечание по поводу высказываний профессора Матвеева. Я полагаю, что ни в демарше Эйнштейна, ни в демарше де Бройля не надо видеть попытки вернуться назад, ни относительно квантов, ни относительно классической механики. Наоборот, это попытка найти и учесть факты более глубокие, новые, позволяющие объяснить феномены. В этом как раз заключается демарш Эйнштейна, в отказе от совокупности рецептов и в поиске за этой совокупностью более глубокой реальности. Например, представление вакуума, вытекающее из нынешней квантовой теории с ее бесконечными энергиями, и то, что называется флуктуациями нулевой точки, подсказывает, что чем ниже мы спускаемся, ступенька за ступенькой, в область бесконечно малого, тем больше мы находим источников хаотичной энергии, баснословных по своей величине. Этим сказано, что речь идет не о том, чтобы восстановить за нынешней реальностью понятия, взятые из опыта другого рода. Центральная проблема заключается в том, чтобы узнать, нет ли за видимым в настоящее время хаосом элементарных частиц возможности создания теории, объясняющей разнообразие феноменов.

Я полагаю, что в высказываниях Эйнштейна в последние годы его жизни не нужно усматривать поведение человека, цепляющегося за старые идеи. Это было совсем не то, это было отрицанием преград двойного рода.

Первая преграда заключалась в постулате, что теории сегодняшнего дня — последний предел того, что может достигнуть наука. Мне кажется, что все те, кто утверждал, что на каком-то этапе физика была закончена, оказались опровергнутыми позднейшим развитием науки. Второе — это искание, исходя из опыта, моделей, соответствующих реальности. Именно эти две установки обеспечили успех теоретических исследований Эйнштейна в 1905 г., и я глубоко убежден в законности этих установок и сейчас.

Ф. ле Лионэ

Стоит, может быть, напомнить — все, конечно, здесь это знают — историю, приключившуюся с лордом Релеем, утверждающим в 1898 г., что физическая наука практически завершена, что осталось измерить несколько констант, сделать еще некоторое число работ, но что все основные законы постигнуты. По его мнению, оставалось рассмотреть в ближайшие годы лишь два небольших факта — излучение черного тела и опыт Майкельсона. Он в этом не ошибся, но эти факты были куда важнее, чем он предполагал.

Ж. Ульмо

Я думал отказаться от слова, так как Вижье высказал гораздо лучше, чем я смогу это сделать, то, что я хотел сказать. Я думаю, что нынешние попытки — не попытки сведения. Я полагаю, что это попытки разработки новых структур, более глубоких, способных объяснить реальность на нашем уровне, не сводя эту глубокую реальность к грубым макроскопическим картинам; мне кажется, что пример, приведенный Матвеевым, убедителен. Действительно пришлось отказаться от наших макроскопических привычек, приобретенных при малых скоростях, когда мы обратились к большим скоростям, характерным для специальной теории относительности. Но это оказалось подлинным приобретением нашей интуиции. Мой учитель Ланжевен — эту фразу я люблю повторять — часто говорил: «Конкретное — это понятое абстрактное,

ставшее привычным». Что же, мы надеемся ввести новые структуры, очень абстрактные во время их разработки (может быть, это сделает Лихнерович математическим путем), но затем мы привыкнем к ним, и они станут конкретными. Мне кажется, важно это осознать.

Поскольку я заговорил о Лихнеровиче, скажу, что это он заставил меня заметить, что инвариантная форма — не исключительная особенность общей теории относительности, но исторически она руководила Эйнштейном и его воодушевляла.

Этим универсальным методом — поиском инвариантов и того, что называют основными группами, находящимися за реальностью и обуславливающими объективную реальность, руководствуются теперь все исследователи теории. Замечательно, что этот метод появился таким уникальным образом, и это создало у Эйнштейна впечатление (несомненно, иллюзорное), что раз он пользуется этим методом, он может одним махом понять всю Вселенную. Но хотя метод безукоризнен, он стал даже в наши дни почти единственным методом фундаментальных исследований, нужно еще узнать, что именно инвариантно. В одной из моих книг я назвал это априорными гипотезами. Мы знаем, что мы должны иметь дело с группами, но не знаем — с какими.

Ф. Гонзет (F. Gonseth)

Мой возраст дает мне некоторую привилегию, которую я, вероятно, ни с кем здесь не разделяю: в течение нескольких семестров я был учеником Эйнштейна и слышал его много раз. Зная его лично, я мог, так сказать, ознакомиться с его мыслями как извне, так и изнутри.

Сохранившийся у меня образ живого и работающего Эйнштейна охватывает все, что здесь говорили о нем. Он был, конечно, позитивистом, но не только позитивистом; он был, разумеется, теоретиком, но не только теоретиком. Позволю себе привести несколько примеров.

В редко упоминаемой, но в свое время знаменитой лекции Эйнштейн объяснял цюрихскому обществу естествоиспытателей, как, исходя из обыденного опыта, подойти к пониманию общей теории относительности. Он тогда воспользовался простым примером лифта. Этим лифтом он объяснял, как можно создать поле тяжести, и отсюда переходил к принципу эквивалентности. Я много раз

слышал, как Эйнштейн излагал собственное понимание перехода от специальной теории относительности к общей и как он излагал принцип эквивалентности. Он настаивал на неразличимости (наблюдательной, а не математической) полей тяготения и ускорения. Этот наблюдаемый факт имел для него фундаментальное значение. Я уверен, что все предыдущие ораторы это прекрасно знают; все же я несколько удивлен, что никто не подчеркнул эту идею, тогда как эту манеру Эйнштейна взлететь, опираясь вначале на простой принцип, мы вновь встречаем во всей его деятельности и образе мыслей.

Я вчера делился воспоминаниями о его курсе классической механики. Я не мог подробно рассказать, что именно нас, очень молодых тогда студентов, поражало: его необычайная способность схватить проблему и так ее представить, что как будто сами собою применяются к ней принципы, и решения появляются также сами собою.

Эйнштейн не был позитивистом в узком смысле слова. Я уже упоминал о лифте и мог бы привести другие примеры. Для иллюстрации Эйнштейна как теоретика приведу следующий эпизод. Когда цюрихский профессор, физик Вейс, пригласил его в свою библиотеку, Эйнштейн вынул из кармана карандаш и сказал: «В данный момент вот моя библиотека».

Он не был ни узким позитивистом, ни ограниченным теоретиком, он был практиком и смотрел как практик и на эксперименты, и на теорию.

Изучая часовое дело, я убедился, что практик тот, кто конструирует или усовершенствует часы, одной ногой стоит на почве операционализма, а другой на почве рационализма. Мне думается, что в любой науке практик ведет себя именно так, и мое глобальное представление об Эйнштейне по этому двойному признаку — это представление о могучем исключительном уме.

Владимир Курганов

Я хотел бы сделать некоторые замечания о несколько византийской дискуссии по вопросу, был ли Эйнштейн позитивист, объективист, феноменолог и т. д. Буду руководствоваться соображениями, высказанными Лихнеровичем в статье «La condition humaine du savant» («Положение ученого как человека»). Лихнерович писал, что в на-

учном исследовании «вырабатывается и непрестанно модифицируется неявная собственная философия, трудно поддающаяся анализу, заботы, проблемы и понятия которой совершенно чужды традиционной философии. Было бы социально полезным выявлять терпеливо и непрестанно, что такое эта неявная философия, с помощью которой ученые во всем мире работают, ищут, думают и иногда создают или открывают».

Иначе говоря, нам нужна философия, вытекающая из самого научного демарша. Затруднительно приклеивать понятия традиционной философии к проблемам, подобным тем, о которых мы сегодня дискутируем.

Я полагаю, что можно избежать многих недоразумений и всей этой несколько сумбурной дискуссии о том, был ли Эйнштейн позитивистом или нет, если попробовать анализировать непосредственно его научный демарш при создании специальной теории относительности. В сущности, его демарш весьма походит на демарш Ньютона при открытии принципа всемирного тяготения.

Устанавливая закон всемирного тяготения, Ньютон начал с того, что отказался от спекуляций, например Кеплера, спрашивавшего себя, обязано ли эллиптическое движение планет магнетизму или чему-нибудь другому. Ньютон рассуждал примерно так: «Мне не нужно знать п р и р о д у гравитации. Меня интересует з а к о н, которому она подчиняется».

Мне кажется, что демарш Эйнштейна был точно таким же, когда, отказываясь в р е м е н н о рассматривать п р и р о д у света, что лежало в основе всех других теорий его времени (волновая природа или корпускулярная), он спрашивал себя, может ли принцип независимости скорости света в пустоте от скорости инерциальной системы отсчета и от скорости источника объяснить эксперименты ценой изменения наших понятий о времени.

В этом временном отречении заключается общее отличие Ньютона и Эйнштейна от ученых их эпохи. Эйнштейн отрекается от гипотез о м е х а н и з м е распространения света и от гипотез о е г о п р и р о д е, чтобы ограничиться изучением с в о й с т в этого распространения и следствий этих свойств, доступных наблюдению.

Я назвал бы это «позитивизмом», но если философы определяют позитивизм иначе, я воздержусь от навязывания им моего определения. Важна идея, а не термин.

Однако когда профессор Матвеев говорит нам: «То, что мы ищем, это отображение того, что происходит в природе» (What we look for, it is a picture of what is going), я склонен думать, что в эпоху создания теории относительности Эйнштейн не «искал» таким образом. Он старался узнать не что происходит в природе, а как ведет себя природа, а это совсем другое. Этот нюанс не маловажен.

Оливье Коста де Борегар (Olivier Costa de Beauregard)

Из многих замечаний, которые я хотел бы сделать, я изложу кратко два.

Первое это то, что мы присутствовали при очень важном событии, примирении двух великих теорий XX в., теории относительности и квантовой теории.

В плоскости специальной теории относительности Нобелевская премия этого года присуждена трем крупным творцам этого успеха (Томонага, Швингер, Фейнман); я хотел бы также приветствовать замечательные работы Лихнеровича, совершившего то же для общей теории относительности и для квантования гравитационного поля.

Второе замечание относится к серии новых экспериментов, выявивших физическую роль вектора электромагнитного потенциала в области, где нет поля. Я полагаю, что с точки зрения унитарной задачи это очень важно. Последний эксперимент этого рода, эксперимент Мерсерэ с сотрудниками, показал, в согласии с другими более ранними опытами, что электромагнитный потенциал оказывает физическое действие там, где нет поля. Результат инвариантен относительно калибровки. Я думаю, однако, что наиболее разумное заключение — это то, что физически нет инвариантности относительно калибровки, ибо, как можно понять, величина, действующая физически, определена лишь с точностью до произвольной постоянной.

Но есть теория, автоматически объясняющая подобную ситуацию, — это утверждение, что фотон имеет ненулевую массу покоя. Эту теорию давно защищает де Бройль. Я всегда придерживался этой точки зрения, особенно после новых экспериментов. Я полагаю, что вследствие новых экспериментов фотон значительно прочнее занимает свое место среди других частиц, чем думали до сих пор. Это то второе замечание, которое я хотел сделать.

Франсуа ле Лионэ

Прежде чем закончить эту дискуссию, я попрошу позволения ее сгладить, напомнив о другом аспекте научной деятельности Эйнштейна, подвизавшегося не только на вершинах науки, но и, если можно так сказать, в ее долинах.

Этот великий ученый увлекался (особенно в молодости) очень скромными теориями и чрезвычайно практическими изобретениями. Вспомним, кстати, что свою карьеру он начал в Бернском патентном бюро. Вы меня не осудите, если я приведу два примера, выбранные среди десятка других, не только дабы Вас позабавить, но, может быть, для завершения образа Эйнштейна.

Он в молодости придумал теорию, объясняющую образование извилин, меандров рек, иллюстрируя свои объяснения экспериментом, который можно воспроизводить в чашке чая и расширить до географического закона Бэра, согласно которому реки северного полушария размывают главным образом правый берег, а южного полушария — левый.

Он также интересовался одним законом механики жидкостей, сформулированным Магнусом и развитым Прандтлем. Этот закон впоследствии был применен для движения судов с помощью цилиндров вместо парусов.

Можно множить примеры, показывающие, что этот виртуоз фундаментальной науки не пренебрегал практическими приложениями.

Я не рискну предложить Вам резюме дискуссии. Ее богатство — одновременно отблеск богатства творчества Эйнштейна и разнообразия участников. Мы здесь под знаком синтеза, но не под знаком синкретизма, и наши мнения могут не всегда совпадать.

Во всяком случае мне кажется, что Эйнштейн был прежде всего очень наивным, к счастью наивным, в своих научных демаршах, и в то же время крупным революционером, антисоглашателем. Я не вижу здесь противоречия. Я думаю, что наивность, агрессивно утверждаемая против традиционных убеждений — это революционная манера. Его современники (здесь упоминали Пуанкаре и некоторых других) не были наивными. Он сумел им быть, и, может быть, сейчас уместно напомнить формулу Эйнштейна: настоящий ученый должен быть влюбленным или религиозным.

■

ПРИСУТСТВИЕ ЭЙНШТЕЙНА¹

Большая честь, господин Президент, находиться на этой трибуне, в этой ассамблее по случаю десятой годовщины смерти Эйнштейна, пятидесятой годовщины открытия общей теории относительности.

Как сказал Президент, я был знаком с Эйнштейном в течение двадцати или тридцати лет, но мы поддерживали тесные коллегиальные отношения, я сказал бы даже дружеские, лишь последние десять лет его жизни. Я подумал, что будет полезным, ибо я уверен, что это не слишком рано для нашего поколения (может быть, почти слишком поздно) попытаться рассеять облака мифа, показать безмерную вершину, которую они скрывают. На закате своих дней, в отчаянии от войн и гонки вооружений, Эйнштейн сказал, что если бы ему пришлось начинать сначала, он стал бы водопроводчиком. В этом афоризме доля серьезности и доля шутки, и никто не имеет права его исказить.

Поверьте мне, Эйнштейн не имел ни малейшего представления о том, что такое жизнь водопроводчика, особенно в Соединенных Штатах, где в шутку говорят, что этот специалист никогда не приходит со своими инструментами, когда его срочно вызывают по случаю аварии. Эйнштейн приносил свои инструменты. Эйнштейн был физиком, натурфилософом, самым крупным для нашей эпохи.

Мы знаем, вы все знаете, что правду в мифе составляет необычайная оригинальность Эйнштейна. Так или иначе, в конце концов открыли бы кванты; но открыл их Эйнштейн. Рано или поздно поняли бы глубокое значение того, что ни один сигнал не может распространяться быстрее света, уже были известны необходимые уравнения. Но эта простая и блестящая концепция физики могла прийти

¹ Science et synthèse. Robert Oppenheimer. Presence d'Einstein, 29—37. Gallimard, 1967. UNESCO. Заглавие добавлено после смерти автора. (Ред.)

медленно и выразиться менее прозрачно, если бы не оказалось Эйнштейна, чтобы это сделать. Что же касается общей теории относительности, до сих пор еще окончательно не проверенной, никто, кроме него, не изобрел бы ее еще очень, очень долго. Действительно, лишь за последние десятилетия стало видно, как какой-либо физик или группа рядовых физиков могла бы, с огромным трудом, построить эту теорию и постичь это своеобразное объединение геометрии и гравитации. Да и это оказалось возможным сегодня лишь потому, что некоторые, априорно возможные теории оказались закрытыми подтверждением предсказания Эйнштейна об искривлении лучей света в гравитационном поле.

Но, кроме оригинальности, есть и другой аспект. К оригинальности своей работы Эйнштейн примешивал глубокие традиционные элементы. Можно лишь частично восстановить его шаги, его приязни по скудной документации, которой мы располагаем. Я не буду пытаться перечислить все эти глубоко укоренившиеся традиционные элементы. Я их всех не знаю, но по крайней мере три из них были для него необходимыми и всегда присутствовали в его мысли. Первый из этих элементов исходит из довольно красивого, но абстрактного раздела физики, объясняющего законы термодинамики механикой большого числа частиц, статистической механикой. Эйнштейн никогда не терял ее из виду. Это она позволила ему, исходя из закона Планка об излучении черного тела, заключить, что свет — не только волны, но и корпускулы, энергия и количество движения которых пропорциональны их частоте, установить знаменитые отношения, которые де Бройль впоследствии распространил сначала на электроны, а затем на всю материю.

Эта статистическая традиция привела Эйнштейна к открытию законов эмиссии и поглощения света атомами. Она же позволила ему открыть отношение, существующее между волновой теорией де Бройля и статистикой световых квантов, предложенной Бозе. Наконец, благодаря ей он остался активным приверженцем квантовой физики и открывал ее новые эффекты вплоть до 1925 г.

Второй традиционный источник, такой же глубокий, происхождение которого нам известно, его безграничная привязанность к идее поля: распространение физических феноменов в пространстве и во времени бесконечно дели-

мым способом. Отсюда его первая большая работа, когда он попытался выяснить, могут ли быть верными уравнения Максвелла. Это были первые уравнения физического поля. Они остаются верными и сегодня, несмотря на незначительные модификации, смысл которых нам совершенно ясен. Эта традиция внушила ему веру в то, что можно построить полевую теорию гравитации, задолго до того, как он получил ключи к этой теории.

Третья традиция больше философская, чем физическая. Речь идет о принципе достаточного основания. Эйнштейн спрашивал: что мы имеем в виду? Что можем мы измерить? Какие элементы физики условны? Он утверждал, что условные элементы не могут играть какой-либо роли в реальных предсказаниях физики. Эта идея также имела свои корни, и прежде всего в математическом открытии Римана, понявшего, насколько геометрия греков была ограниченной, безрассудно ограниченной.

Эта идея — старая традиция европейской философии, начиная, скажем, с Декарта, или, если предпочитаете, с XIII в., ибо именно тогда она зародилась. Пройдя через английских эмпиристов, она была ясно выражена Шарлем Пейрсом, хотя последний не имел, вероятно, никакого влияния в Европе. Мы должны себя спросить: как мы поступаем, что мы хотим сказать, является ли это лишь чем-то полезным для наших расчетов или чем-то, что мы можем действительно исследовать в природе физическими средствами? Важно здесь то, что законы природы не только описывают результаты наших наблюдений, но и ограничивают область наших наблюдений. Таково значение решающего открытия Эйнштейном предельного характера скорости света; такова и природа спектра, введенного теорией квантов, где квант энергии (постоянная Планка) лимитирует чувствительность восприятия системы средствами, используемыми для ее исследования. Это значительно более радикальный атомизм, чем все то, что придумали греки и к чему нас приучила химическая атомная теория.

В последний период его жизни, в последние двадцать пять лет, Эйнштейн в известном смысле потерял эту традицию. Это те годы, которые он провел в Принстоне, и не нужно умалчивать этот печальный факт. Он, правда, имел право на эту неудачу. Он употребил эти годы на попытки доказать, что в квантовой теории имеются несообразности. Никто не сумел бы более ловко придумывать неожиданные

и хитроумные примеры. Но вот оказалось, что нет несообразностей. Во многих случаях для их решения было бы достаточно обратиться к прежним работам самого Эйнштейна. Когда он убедился после многих попыток в бесплезности своих усилий, ему осталось лишь сказать, что квантовая теория ему не нравится. Ему не нравились элементы индетерминизма, которые она содержит. Ему не нравился отказ от непрерывности и от причинности. Это были понятия, с которыми он рос, которые он спас и изумительно расширил. Хотя он сам, своими работами, вооружил их убийцу, ему было тяжело видеть их гибель. Он боролся героически и ожесточенно против Бора, боролся против теории, отцом которой был он сам, но которую ненавидел. Это не первый случай в истории науки.

Он также предпринял осуществление очень честолюбивой программы, пытаясь объединить теории электричества и гравитации так, чтобы объяснить то, что он считал видимостью, иллюзией, — дискретность частиц. Я думаю, что было ясно тогда, а сегодня очевидно, что факты, которыми он оперировал, были слишком скудными и что эта теория пренебрегала слишком многими фактами, известными физикам теперь, но едва известными ко времени его исследований. Обнаруживается, что выбранное приближение было непоправимо ограничено и обусловлено исторически, а не в результате случайности.

Какую бы симпатию и привязанность ни вызывал Эйнштейн у всех своей решимостью осуществить эту программу, он почти потерял всякий контакт со своими коллегами-физиками, потому что некоторые новые понятия были приобретены тогда, когда он был слишком стар.

Эйнштейн был одним из самых дружелюбных людей, которых можно встретить. У меня создалось впечатление, что в значительной степени он был одиноким. Многие великие люди одиноки. Мне казалось, что хотя он был искренним и надежным другом, более сильные привязанности не играли в его жизни ни очень глубокой, ни очень важной роли. Конечно, у него были бесчисленные последователи, если под этим термином понимать тех, кто, читая его или слушая его лекции, приобрел новую концепцию физики, философии физики и природы мира, в котором мы живем. Но у него не было «школы» в техническом смысле слова. У него не было большого числа учеников, за которых он взял бы ответственность и рассматривал бы их как подмастерьев и последователей. В нем было что-то от уче-

ного-одиночки, в резком контрасте с бригадами, теперь обычными, и с обычаем тесного содружества, в котором развились некоторые другие отрасли науки. В его последние годы у него были сотрудники, их называли ассистентами — знаменательный термин — и их жизнь была чудесной. Было чудесным находиться рядом с ним. Чудесна была жизнь его секретарши. Никогда не покидали его чувство величия и юмора. Его ассистенты оказывали ему услуги, которые ему оченьгодились бы в годы молодости. Его первые статьи имели поразительную красоту, но пестрели многочисленными описками. Позднее описки исчезли. У меня впечатление, что наряду с тяготами слава принесла ему и некоторые удовольствия: кроме встреч с людьми, огромное удовольствие музицировать с Элизабетой Бельгийской и еще большее с Адольфом Бушем, хотя он и не был столь хорошим скрипачом. Он любил море, катание на парусной лодке, и был всегда счастлив, когда ему одалживали парусник. В день его семидесятилетия я возвращался вместе с ним и он сказал: «Знаете, когда посчастливилось человеку сделать за день что-то разумное, потом жизнь кажется ему несколько странной».

Эйнштейн также известен, и, думаю, справедливо, как человек доброй воли и великой гуманности. Если я должен был бы одним словом охарактеризовать его отношение к людским вопросам, я выбрал бы санскритское слово «ахизма», что означает «не ранить, не делать больно». Он относился с глубоким недоверием к властям, не умел обращаться с государственными мужами и власть имущими легко и непринужденно, как Резерфорд и Бор, физики уровня которых, возможно, в нашем веке наиболее близок к нему. В 1915 г., во время создания общей теории относительности, Европа раздиралась и наполовину уничтожила свое прошлое. Эйнштейн был всегда пацифистом. Лишь когда нацисты захватили власть в Германии, он испытал некоторые сомнения, как показывают знаменитые, довольно глубокие письма, которыми он обменялся с Фрейдом. Он начал тогда ощущать, с меланхолией и не смиряясь в глубине души, что кроме обязанности повясть, человек имеет иногда обязанность и действовать.

После всего, что вы слышали, нет надобности добавлять, насколько светлым был его ум. Он был почти совершенно лишен хитрости и совершенно лишен светскости. В Англии сказали бы, что у него нет «манер», а в Америке,

что он плохо «воспитан». Может быть, это несколько иллюстрирует то, как пользуются этими словами. Я думаю, что эта простота, отсутствие формализма и притворства тесно связаны с сохранением в течение всей его жизни некоторого философского монизма, довольно чистого спинозизма, который было бы трудно сохранить при хорошем «воспитании» и хороших «манерах». Изумительна была наивность Эйнштейна, ребяческая и очень упрямая.

Часто упрекают Эйнштейна или поздравляют его и приписывают ему заслугу в участии в создании этих презренных бомб. По-моему, в этом ошибаются. Может быть, без Эйнштейна специальная теория относительности не была бы столь красивой, но этот инструмент все равно оказался бы в руках физиков. С 1932 г. предсказанная им взаимная обратимость материи и энергии была экспериментально бесспорно доказана. Возможность извлечь из этого открытия нечто столь ужасное выяснилась лишь семь лет спустя, и почти случайно. Не в этом была настоящая цель Эйнштейна. Его роль заключалась в развязывании научной революции и в раскрытии, и он это сделал, лучше чем какой-либо другой ученый нашей эпохи, глубины прежних заблуждений. Конечно, он написал письмо Рузвельту об атомной энергии. Он терзался перед лицом нацистской напасти, он, не желающий причинять зла никому. Добавлю, что его письмо не оказало большого влияния и что Эйнштейн не ответствен за все то, что произошло впоследствии. Думаю, что сам Эйнштейн так же расценивал свою роль.

Без власти, без какого-либо расчета, без глубокого политического чутья, характеризующего, например, Ганди, он все же воздействовал на политику. Почти в конце жизни он присоединился к лорду Расселу, призвавшему ученых объединиться и понять друг друга, чтобы избежать катастрофы, к которой ведет гонка вооружений. «Пагуошское движение», носящее теперь более длинное название, родилось непосредственно из этого призыва. Несомненно, это движение сыграло главную роль в заключении Московского договора об ограничении атомных испытаний, представляющего для меня ту ценность, что он позволяет еще надеяться на победу разума.

Таков, как я его знал в последние годы, Эйнштейн. Он был пастырем XX в., говорящим, не теряя своей неизменной и неукротимой жизнерадостности: «Суета сует, все суета».

ИСТОКИ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА

Первый Сольвеевский конгресс, посвященный теме «Теория излучения и кванты», собрался всего через 6 лет после того поворотного для истории физики 1905 г., когда вышли пять знаменитых работ Эйнштейна: две из них заложили основы специальной теории относительности, две — теории броуновского движения и одна — квантовой теории света. Глубокую связь между этими работами трудно было увидеть. Достаточно заметить, что если генезис теории относительности подробно освещен в историко-физической литературе, в том числе самим ее творцом, истоки его теории излучения почти не обсуждались. Если, как обычно, начинать хронику квантовой теории света Эйнштейна с утверждения, что гипотеза квантов света была им введена *ad hoc* для объяснения фотоэффекта, то эти истоки не удастся выявить, и весь десятилетний путь поисков Эйнштейна в области теории излучения предстанет в неверной перспективе. И, естественно, тогда останутся непонятными и вся логика развертывания аргументов в его докладе, и смысл его реплик, замечаний и выступлений в дискуссиях по докладам остальных участников конгресса и, наконец, сам факт его приглашения на конгресс, как одного из крупнейших специалистов по теории излучения.

Еще Паули отметил, что работа Эйнштейна 1905 г. «Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света» непосредственно примыкала к исследованиям по основам статистической механики. Результаты этих исследований были опубликованы в трех статьях в 1902—1904 гг.; без их анализа был бы неясен путь становления тех концепций, которые легли в основу не только знаменитых статей 1905 г., но и последующих работ Эйнштейна по теории излучения. В некото-

ром смысле можно считать, что его доклад «К современному состоянию проблемы удельной теплоемкости», содержание которого далеко выходило за рамки, намеченные названием, и выступления в дискуссиях были венцом того этапа развития Эйнштейном квантовой теории, который начался исследованиями по классической статистике.

Теория излучения, ставшая предметом глубокой дискуссии на Сольвеевском конгрессе, имела уже к тому времени длительную и богатую событиями предысторию.

Первый этап в развитии теории связан преимущественно с работами Г. Кирхгофа. Закон, установленный им, утверждал, что если в откачанном пустом пространстве, ограниченном полностью отражающими стенками, находятся произвольные излучающие и поглощающие тела, то со временем установится такое состояние, при котором все тела будут иметь одну и ту же температуру, а излучение по спектральному распределению энергии, как и по другим своим свойствам, будет зависеть лишь от температуры. Несколько видоизмененная его формулировка утверждает, что отношение спектральной плотности равновесного излучения $\rho(\lambda, T)$ любого температурного источника при произвольной длине волны λ и температуре T к его коэффициенту поглощения $a(\lambda, T)$, при той же длине волны и той же температуре, является функцией от λ и T , но не зависит от свойств излучающего материала. Поскольку коэффициент поглощения черного тела равен единице, то вышеупомянутое отношение равно спектральной плотности равновесного излучения «черного тела». Оценивая это открытие 1859 г. и закон Ламберта, Лауэ писал: «Никто не подозревал значения этих открытий. К тому же считали невозможным наблюдение излучения черного тела. В 1895 г. Отто Луммер (1860—1925) и Вильгельм Вин (1864—1928) изобрели способ изучать его, глядя внутрь замкнутого пространства через маленькую щель, столь маленькую, что она заметно не изменяет состояние излучения в замкнутой полости. Лишь с тех пор существуют количественные измерения интенсивности излучения черного тела»¹. Эванс в 1911 г. и Меслин, Ришарц и Гильберт в 1912 г. уделили много внимания уяснению разных сторон закона Кирхгофа.

¹ М. Лауэ. История физики. М., 1956, стр. 146.

Второй этап в изучении теплового излучения связан с исследованиями Л. Больцмана. На основании электромагнитной теории света им было определено давление излучения черного тела на стенки, а термодинамическим путем было показано, что полная энергия, испускаемая в единицу времени с единицы площади стенок полости, $u = E_a = aT^4$, где T — абсолютная температура. Больцман применил к тепловому излучению понятия давления и температуры. Существенно то, что закон Больцмана дает выражение для энтропии черного излучения как функции объема и температуры. Из выражения для обратимо подведенного количества тепла

$$dQ = \frac{4}{3} u dV + V du \quad \text{и} \quad u = aT^4$$

имеем

$$dQ = \frac{4}{3} aT^4 dV + 4aT^3 V dT,$$

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{4}{3} aT^3 dV + 4aT^2 V dT,$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \frac{4}{3} aT^3, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = 4aVT^2,$$

$$S = \frac{4}{3} aT^3 V + f_1(T), \quad S = \frac{4}{3} aT^3 V + \varphi(V)$$

$$f_1(T) = \varphi(V) = \text{const}, \quad S = \frac{4}{3} aT^3 V + \text{const}.$$

Энтропия единицы объема $s = S/V = 4/3 aT^3 + C$. Неявно исследованиями Больцмана было введено понятие удельной энтропии излучения.

Третий этап в развитии учения об излучении связан главным образом с работами В. Вина. Универсальная функция Кирхгофа, представляющая собой испускательную способность абсолютно черного тела, привлекла к себе внимание многих исследователей. В 1893 г. Вин, оперируя термодинамическими и электромагнитными представлениями, показал, что универсальная функция спектрального распределения

$$f(\omega, T) = \omega^3 F(\omega/T).$$

Отсюда можно было получить закон смещения $\lambda_m T = b$. Вин получил функцию спектрального распределения, ис-

пользуя формулы для эффекта Доплера при отражении света от движущегося зеркала. Оценивая закон смещения Вина, Лауэ писал: «Закон смещения Вина — великое открытие, недостаточно оцененное в современных учебниках, — дает возможность вычислить распределение энергии при любой температуре, если оно известно при данной температуре. Но даже без этого знания закон дает объяснение, почему с возрастанием температуры максимум интенсивности в спектре все больше и больше смещается к коротким волнам... Вин первый распространил понятие энтропии не только на излучение черного тела, но также на направленное излучение, что было в связи с законом увеличения энтропии тем более необходимо, что энтропия источника излучения уменьшается...»¹.

Переход к четвертому этапу в учении об излучении, в котором центральное место принадлежит работам Планка, связан с дальнейшими устремлениями решить проблему вычисления интенсивности излучения как функции частоты колебания и температуры. Измерения О. Люммера и Э. Прингстейма, проведенные ими при исследовании теплового спектра, привлекли внимание М. Планка к закону Кирхгофа. Планк пишет: «... это так называемое нормальное распределение энергии представляло собой нечто абсолютное, и так как поиски этого абсолютного всегда представлялись мне самой прекрасной задачей исследования, то я с рвением принялся за работу...»².

Исследование излучения Планк заменяет исследованием системы одинаковых линейных гармонических осцилляторов, находящихся в статистическом равновесии с излучением.

Когда это решение задачи не привело к нужным результатам, Планк обратился к термодинамическим методам. Его предыдущие исследования в области термодинамики позволили ему интуитивно предугадать, что центром исследования должен стать поиск соотношения не между температурой и энергией осциллятора, а между энтропией и энергией. В неявном виде к понятию энтропии излучения вели исследования Больцмана.

¹ М. Лауэ. История физики. М., 1956, стр. 148.

² М. Планк. Единство физической картины мира. Изд-во «Наука», 1966, стр. 14.

При необратимом процессе обмена энергией между осциллятором и возбужденным им излучением существенное значение имеют вторые производные энтропии осциллятора по его энергии; Планк подсчитал тот случай, когда для распределения энергии имеет место закон Вина, и нашел, что

$$\frac{d^2S}{du^2} = \frac{c}{u},$$

где u — энергия осциллятора. Из этого соотношения можно получить закон Вина, и, наоборот, полагая, что закон Вина верен, имеем:

$$\begin{aligned} \text{но } dS &= \frac{du}{T}, \\ u &= Av e^{-\alpha v/T}, \end{aligned}$$

следовательно,

$$\frac{dS}{du} = -\frac{1}{\alpha v} \ln \frac{u}{Av},$$

а

$$\frac{d^2S}{du^2} = \frac{1}{R} = \frac{c}{u}.$$

Проблемой распределения энергии в нормальном спектре занимались к самому концу века как теоретически, так и экспериментально. Основные усилия были направлены на установление зависимости интенсивности излучения от температуры. Связь обратной величины второй производной от энтропии по энергии d^2S/du^2 и энергии была настолько поразительно проста, что Планк некоторое время считал ее всеобщей и стремился уточнить ее теоретически. Однако новые, более точные опыты внесли в этот вопрос существенные коррективы.

В изложении М. Борна эти коррективы наглядно видны. Он вводит для второй производной энтропии S по энергии u обозначение

$$\frac{d^2S}{du^2} = -k\gamma,$$

где k — газовая постоянная на одну частицу идеального

газа, $\gamma = -\left(\frac{du}{d\beta}\right)^{-1}$, а

$$\beta = \frac{1}{kT}.$$

При высоких температурах имеет место закон Релея о пропорциональности плотности излучения ρ и температуры T . Для высоких температур $u = \beta^{-1}$, $\frac{du}{d\beta} = -u^2$. Для низких температур имеет место соотношение

$$u = u_0 e^{-\beta \epsilon_0}, \quad \frac{du}{d\beta} = -\epsilon_0 u.$$

Планк образует сумму $-u^2 - \epsilon_0 u$. Выполнив интегрирование, получим $u = \frac{\epsilon_0}{e^{\beta \epsilon_0} - 1}$. «Из закона смещения Вина $\rho = \nu^3 F(\nu/T)$ следует для $u = \rho \frac{c^3}{8\pi \nu^2}$, $u = \nu F(\nu/\beta)$, т. е. должно быть $\epsilon_0 = h\nu$ »¹.

Пятый этап, наиболее плодотворный, по времени отчасти перекрывающийся с четвертым, начинается работами Эйнштейна, тесно связанными с развитием статистической физики.

К началу века, ко времени опубликования Эйнштейном и Гиббсом своих фундаментальных исследований по статистической физике, последняя претерпела сложную эволюцию. Ход этой эволюции весьма существен, поскольку он отразился на дальнейшем развитии почти всех принципиальных вопросов и вычислительных методов статистической физики. Статистическая физика всегда была связана с динамическими моделями вещества, и глубокие корни ее восходят к атомистике древних.

В предисловии к немецкому изданию книги Лукреция «О природе вещей» Эйнштейн выразил свое восхищение глубокой убежденностью Лукреция, «верного ученика Демокрита и Эпикура», в возможности объяснения всех явлений природы на основе движения неизменяемых атомов.

Умозрительный период в развитии атомистики — основы статистической физики — и кинетических представлений длился почти до конца XVIII в. В сороковых годах XIX в. в молекулярно-кинетической теории наступает период успешных экспериментальных поисков и устремлений к их теоретическому осмысливанию на основе учения о беспорядочном движении молекул. Существенную роль при этом сыграл закон сохранения энергии. «Толчок развитию современного учения о теплоте вообще, так

¹ М. Б о р н. Физика в жизни моего поколения. ИЛ, 1963, стр. 379.

же как и молекулярно-кинетической теории тепла, дало в первую очередь открытие закона сохранения энергии»¹.

Опыты Джоуля 1845 г. показали независимость внутренней энергии идеальных газов от их объемов. В 1851 г. Джоуль вычислил скорость молекул водорода при определенной температуре. В 1853 и 1854 гг. Джоуль и Томсон в своих совместных исследованиях пришли к заключению, что сила сцепления, действующая между молекулами разных газов, имеет весьма малую величину. Этими и многими другими исследованиями этого периода завершается первый этап в развитии кинетической теории газов, богатый новыми экспериментальными методами и интересными физическими идеями, но характеризующийся и негативным фактором — отсутствием последовательного применения динамических принципов, развитых классиками механики, к молекулярным процессам.

В 1875 г. Максвелл писал: «Ближайшей задачей является введение динамического метода в изучение материальной системы, состоящей из огромного количества частиц, для чего необходимо составить себе представление об их конфигурации и движении, а также о действующих на эти частицы силах. После этого, на основании динамической теории, можно сделать заключение о явлениях, доступных нашему наблюдению в видимых частях системы, хотя они и зависят от расположения и движения их видимых частиц»². Клаузиус первым приступил к решению этой оптимальной задачи, добившись существенных результатов в ее решении. Он показал, как можно математически трактовать движущиеся системы, состоящие из бесчисленного количества молекул. В 1857 г. Клаузиус стал приписывать молекулам прямолинейное движение в период между их взаимными столкновениями. Он первый развил определенные представления о свободном пути молекул и о среднем расстоянии, проходимом молекулами от одной встречи до другой. Работы Клаузиуса, открывшие второй этап в развитии кинетической теории газов как раздела статистической физики, были разносторонни и многочисленны. Они способствовали введению стати-

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III. Изд-во «Наука», 1966, стр. 336.

² Д. К. Максвелл. Статьи и речи. Изд-во «Наука», 1968, стр. 101.

стических представлений, успешно развитых в дальнейшем Максвеллом, Больцманом, Гиббсом и Эйнштейном.

Пачатые в конце 40-х годов экспериментальные исследования успешно развивались в разных направлениях. Грэхем и Лошмидт экспериментально исследовали диффузию материи, Оскар Майер и К. Максвелл — диффузию движения, Стефан — диффузию теплоты.

Диффузия количества движения стремится уравнивать видимое движение различных частей среды, составляя внутреннее трение, или вязкость газа. Диффузия энергии стремится уравнивать температуру различных частей среды, составляя явление теплопроводности газов. «В основе теории лежит допущение, что частицы (атомы или молекулы), движением которых объясняется теплота, имеют хоть и весьма ограниченную, но вполне определенную конечную величину. С другой стороны, сравнение с опытом полученных до сих пор теоретических результатов не позволяет определить истинные массы атомов и молекул. Решить эту задачу удалось только в теории Клаузиуса, который кинетически объяснил три внешне совершенно различных явления: внутреннее трение, теплопроводность и диффузию...»¹. Радикально новое и наиболее существенное для второго этапа в развитии статистической физики было внесено К. Максвеллом. Оценивая работы Максвелла этого периода, Планк писал: «... Однако Максвелл сейчас же прибавил к тем выводам, которые извлекли его предшественники из связи между средней скоростью молекулы, давлением и удельной теплотой газов, еще один своеобразный, существенный и далеко идущий. Он поставил вопрос о величине скорости отдельной, произвольно взятой молекулы, и ответ на этот вопрос стал основой новой отрасли науки — статистической физики. Потому что, само собой разумеется, ответ может быть получен только в виде вероятностного закона, т. е. такого закона, который указывает, при многократных повторениях одного и того же испытания, сколько из произвольно взятых молекул обладают определенной скоростью. Максвеллу удалось первым сформулировать такой вероятностный закон, который назван его именем — закон распределения скоростей»².

¹ А. Эйнштейн. Физика и реальность. Изд-во «Наука», 1965, стр. 25.

² М. Планк. Статьи и речи. Изд-во «Наука», 1966, стр. 172.

Гипотеза Максвелла состояла в том, что столкновения молекул газа приводят не к выравниванию скоростей молекул, а к статистическому распределению скоростей. Любые скорости могут встречаться, но с известной вероятностью. Свою первую работу по кинетической теории газов Максвелл доложил на собрании Британской ассоциации в 1859 г. Он утверждал, что при столкновении все направления отдачи равноправны, включая вероятность распределения для каждого компонента скорости¹. Воспользовавшись в дальнейшем методом среднего свободного пробега Клаузиуса, он получил, что для газа, состоящего из жестких шариков, коэффициент вязкости должен быть независим от плотности². Согласно этой теории, вязкость должна быть пропорциональна квадратному корню из абсолютной температуры, что явно противоречило многим экспериментальным данным. Максвелл сделал новое допущение, состоящее в том, что молекулы отталкиваются с силой, обратно пропорциональной n -й степени расстояния между их центрами ($n = 5$).

Для получения статистических закономерностей для сложной составной механической системы Максвелл рассматривал одновременно множество экземпляров системы в разных состояниях. Различая динамический и статистический методы, много сделав для развития статистического метода, Максвелл тем не менее полагал, что последний является лишь промежуточным этапом в развитии теории, допустимым до тех пор, пока наука не получит возможности полностью проследить за движением всех молекул: «Данные статистического метода в применении к молекулярной науке являются суммами большого числа молекулярных величин. При изучении соотношений между величинами такого рода мы встречаемся с новым видом закономерности — закономерностью средних, на которую мы можем полагаться совершенно достаточно для всех практических целей, но которая не может претендовать на тот характер абсолютной точности, которая при-

¹ J. C. Maxwell. Illustrations of the dynamical theory of gases. Phil. Mag., 1860, 19, p. 19.

² Там же, стр. 31; The Backerian lecture — On the Viscosity of Internal Friction of Air and other Gases (1865). S. P., 11, p. 1—25.

надлежит законам абстрактной динамики»¹. Успехам в решении важнейших задач кинетической теории не всегда сопутствовали строгие методы обоснования и уверенность в равнозначности статистических и динамических закономерностей.

Джинс, анализируя работы Максвелла, отмечал: «При помощи соображений, которые, казалось бы, не имели никакого отношения ни к молекулам, ни к динамике их движений, ни к логике, ни даже к здравому смыслу, Максвелл нашел формулу, которая, согласно всем прецедентам и всем правилам научной философии, должна бы быть безнадежно неправильной. В действительности же, как было впоследствии доказано, она вполне правильна, и до наших дней известна как закон Максвелла»². Больцман в большей мере, чем кто-либо иной из физиков во второй половине XIX в., подвергал критике работы Максвелла, но он же выступил с защитой их глубокого идейного значения и фундаментальной роли для физики в целом. В 1868—1871 гг. Больцман обобщил доказательство Максвелла на газы, находящиеся во внешнем силовом поле. Он обобщил также доказательство Максвелла, которое относилось к одноатомным молекулам, на многоатомные. В 1872 г. появилась работа Больцмана, содержащая *H*-теорему. Больцман ввел «*H*-функцию» — средний логарифм функции распределения. Эта функция не может возрасти. Взятую с обратным знаком, ее можно трактовать как аналог энтропии. В 1877 г. Больцман указал на связь функции *H* с числом перестановок, соответствующих априорной вероятности данного распределения. Оценивая эти работы Больцмана, Лауэ писал: «Первым таким обоснованием мы обязаны Больцману; оно основывается на в высшей степени остроумном механическом вычислении, образцовом для многих дальнейших соображений, в соединении с теорией вероятностей, которые он ввел в физику как «гипотезу молекулярного беспорядка». Выяснение гипотетического характера этого предположения — одна из его заслуг»³. Методы Максвелла и

¹ Д. К. Максвелл. Статьи и речи. Изд-во «Наука», 1968, стр. 263.

² Там же, стр. 373.

³ М. Лауэ. Статьи и речи. Изд-во «Наука», 1969, стр. 130.

Больцмана отнюдь не были тождественны. Если Максвелл в определенный период отдавал предпочтение методам, близким к возникшим в дальнейшем каноническим, то Больцман предпочитал проследивать многообразие изменений состояний во времени, метод, близкий к микроканоническому. Дискуссии в основном шли вокруг *H*-теоремы Больцмана. Основное интегро-дифференциальное уравнение для функции распределения — кинетическое уравнение Больцмана, — как и методы его решения, не подвергались особенной критике. Критика *H*-теоремы шла по двум линиям: Лошмидт указал, что монотонное изменение величины *H* противоречит обратимости механики. Вторая линия восходит к Цермело.

Новый, третий, этап статистической физики связан в первую очередь с именами Гиббса и Эйнштейна. Критика и углубление ими статистической физики привели к расширению объектов ее исследования и к созданию новой физической области науки.

В 1902 г. Эйнштейн публикует работу «Кинетическая теория теплового равновесия и второго начала термодинамики», развивая в ней методы микроканонического ансамбля. В том же году вышла монография американского физика-теоретика Джозайя Вилларда Гиббса «Основные принципы статистической механики». Работа Эйнштейна написана независимо и вне какого-либо влияния идей Гиббса.

Работы Клаузиуса, Максвелла и Больцмана, в которых положены основы и развиты методы статистической физики, применялись к частицам системы. Гиббс и Эйнштейн распространили эти исследования на фазы, т. е. на состояния, по конфигурации и скорости сменяющие друг друга. Гиббс отметил, что явное рассмотрение большого числа систем, их распределение по фазам и постоянство или изменение этого распределения с течением времени впервые встречается, вероятно, в статье Больцмана «Zusammenhang zwischen den Satzen über das Verhalten mehratomiger Gasmolekule mit Jacobi's Princip des letzten. Multiplications» (1871)¹.

Свою статью Эйнштейн начинает с общетеоретического утверждения: «Как ни велики достижения кинетической

¹ Д. В. Г и б б с. Основные принципы статистической механики. М.— Л., ОГИЗ. 1946, стр. 13.

теории теплоты в области физики газов, теория эта до сих пор не имеет под собой удовлетворительной механической основы, поскольку законы теплового равновесия и второе начало термодинамики пока еще не удалось получить из одних только уравнений механики и теории вероятности, хотя Максвелл и Больцман в своих теориях почти достигли этой цели. В настоящем исследовании ставится задача восполнить этот пробел. Одновременно с этим получается обобщение второго начала, имеющее большое значение для применения термодинамики. Кроме того, математическое выражение для энтропии выводится с точки зрения механики»¹.

Эйнштейн в первом параграфе в общем следует обозначениям Больцмана в главе III второй части его «Лекций по теории газов». Эйнштейн, как и Больцман и Гиббс, опирается на канонические уравнения механики, т. е. на дифференциальные уравнения движения голономной механической системы в канонических переменных. Каноническими переменными являются обобщенные координаты и обобщенные импульсы. Если силы, действующие на систему, потенциальны, то канонические уравнения представляют систему $2n$ обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Интегрируя эти уравнения, можно найти все координаты и импульсы как функции времени и постоянных интегрирования, определяемых по начальным данным.

Второй параграф работы Эйнштейна озаглавлен «О распределении возможных состояний между тождественными диабатическими стационарными системами при почти одинаковом содержании энергии». Эйнштейн рассматривает бесконечно большое число тождественных систем, энергия которых непрерывно распределена в интервале между мало отличающимися значениями энергии E и $E + \delta E$. Предполагается, что внешние силы непотенциального вида отсутствуют. Потенциал, отражающий силу тяжести и другие внешние условия, не зависит явно от времени, а рассматриваемые системы — консервативны. Предполагается, что, помимо энергии или функции от нее, в изолированной системе не существует постоянной во времени функции, зависящей только от переменных координат и импульсов, что, как доказывается

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 34.

Эйнштейном, равносильно допущению, что распределение системы по состояниям определяется полной энергией и устанавливается само собой при любых начальных значениях переменных состояний, удовлетворяющих условию для энергии. Опираясь на выводы, развитые Больцманом в вышеуказанных главах, Эйнштейн получает для распределения по состояниям уравнение

$$dN = A \int_g dp_1 \dots dq_n,$$

где g — бесконечно малая область изменения всех переменных состояния, выбранная так, что значение энергии лежит между E и $E + \delta E$; dN — число состояний, а A — величина, независимая от p и q . Несложно от полученного распределения перейти к распределению возможных состояний у Гиббса.

В 1905 г. в статье, озаглавленной «Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света», Эйнштейн выступил с обоснованием и защитой квантовой теории излучения света. Статью свою он начинает с указания на глубокое формальное различие, существующее между максвелловской теорией электромагнитных процессов в вакууме и представлением физики о весомах телах. Для определения электромагнитного состояния пространства пользуются непрерывными функциями в этом пространстве, а значит, описать поле конечным числом каких-либо величин нельзя. В отличие от поля, состояние тела описывается конечным числом степеней свободы. Энергия поля непрерывно распределена по всему пространству, тогда как энергия весомого тела не может быть раздроблена на сколь угодно большое число произвольно малых частей. В отношении любого из видов волновой теории можно сказать, что она оперирует непрерывными функциями точки и оправдывается при описании чисто оптических явлений. Теории диффузии, отражения, преломления и т. д. при этом полностью подтверждены экспериментом. Можно ли ожидать, что в каких-либо областях оптики волновая теория приведет к противоречию с опытом? Эйнштейн отвечает на этот вопрос следующим образом: «Волновая теория света, оперирующая с непрерывными функциями точки, прекрасно оправдывается при описании чисто оптических явлений и, вероятно,

едва ли будет заменена какой-либо иной теорией. Но все же не следует забывать, что оптические наблюдения относятся не к мгновенным, а к средним по времени величинам. Поэтому, несмотря на полное подтверждение экспериментом теории дифракции, отражения, преломления, дисперсии и т. д., может оказаться, что теория света, оперирующая непрерывными пространственными функциями, приведет к противоречию с опытом, когда ее будут применять к явлениям возникновения и превращения света»¹. Эйнштейн предполагает, что опыты, касающиеся «излучения черного тела», фотолюминесценция, возникновение катодных лучей при освещении ультрафиолетовыми лучами (т. е. фотоэффект) и другие явления, связанные с возникновением и превращением света, лучше объяснить предположением о дискретном распределении энергии по пространству. Если в соответствии с электромагнитной теорией света энергия пучка света, вышедшего из некоторой точки, распределяется по всему пространству, то по сделанному предположению энергия складывается из конечного числа локализованных в пространстве неделимых квантов энергии.

Эта радикальная программа, выдвинутая Эйнштейном, базируется на всестороннем анализе теории излучения и в первую очередь — на анализе трудности в теории «излучения черного тела». В объеме, ограниченном идеально отражающими стенками, находятся молекулы газа и электроны-резонаторы. Электроны и молекулы находятся в динамическом равновесии. Энергия одномерной колебательной системы

$$\bar{E} = \frac{R}{N} T, \quad (1)$$

где R — универсальная газовая постоянная, N — число молекул в одном моле, T — абсолютная температура. Для случая взаимодействия резонаторов с излучением, находящимся в пространстве, Планк вывел из уравнений электродинамики:

$$E_\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu, \quad (2)$$

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 93.

c — скорость света, ν — собственная частота резонатора, $\rho_\nu d\nu$ — энергия на единицу объема излучения. Из условия динамического равновесия

$$E_\nu = \bar{E} = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu = \frac{R}{N} T$$

имеем

$$\rho_\nu = \frac{R}{N} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} T. \quad (3)$$

Полученное соотношение для ρ_ν не только противоречит опыту, но утверждает вообще невозможность в описанной картине однозначного распределения энергии между эфиром и веществом. Соотношение (3), совпадающее с законом, найденным Джинсом и Г. А. Лоренцом, есть неизбежный вывод статистической теории теплоты. Применимость соотношения (1) после работ Эйнштейна и Гиббса, уточнивших выводы Больцмана, не подлежит сомнению. Таким образом, несоответствие формулы (3) с опытом должно привести к тому, чтобы отвергнуть либо соотношение (1), выводимое из статистической механики, либо соотношение (2), вытекающее из электромагнитной теории света, либо искать каких-либо новых радикальных решений, чуждых всей классической физике.

В своем анализе трудности теории черного излучения Эйнштейн в скрытом виде уже фактически опирался на свои ранние работы «Кинетическая теория теплового равновесия и второго начала термодинамики» (1902) и «Теория основ термодинамики» (1903), ибо в противном случае, как это и случилось в дальнейшем в работе Планка, под сомнение нужно было бы поставить общую применимость статистического подхода. Путь, который избирает Эйнштейн, базируется на термодинамике и на анализе опытов, в первую очередь, формулы Планка

$$\rho_\nu = \frac{\alpha\nu^3}{e^{\beta\nu/kT} - 1}, \quad (4)$$

переходящей для больших значений T/ν , т. е. для больших длин волн и больших плотностей излучения, в формулу (3).

Мы не анализируем здесь особенности вывода Эйнштейном формулы для энтропии монохроматического излу-

чения при малой плотности

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta v} \ln \left(\frac{v}{v_0} \right), \quad (5)$$

где S и S_0 — энтропия излучения, занимающего объем v и v_0 . В соответствии с принципом Больцмана,

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \ln W. \quad (6)$$

Рассматривается случай, когда в объеме v_0 содержится n движущихся частиц. Рассматриваемой системе соответствует энтропия S_0 . Если в некоторую часть v объема v_0 собрались все n частиц, то энтропия изменится и станет равной S , причем

$$S - S_0 = R \frac{n}{N} \ln \left(\frac{v}{v_0} \right),$$

так как

$$W = \left(\frac{v}{v_0} \right)^n. \quad (7)$$

Но зависимость энтропии монохроматического излучения от объема

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta v} \ln \left(\frac{v}{v_0} \right) = \frac{R}{N} \ln \left[\left(\frac{v}{v_0} \right)^{\frac{N}{R} \frac{E}{\beta v}} \right]. \quad (8)$$

Сравнив (8) и (6), находим

$$W = \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\frac{N}{R} \frac{E}{\beta v}}. \quad (9)$$

Эйнштейн приходит к выводу, что в пределах области применимости закона излучения Вина, т. е. при малой плотности, монохроматическое излучение ведет себя так, будто оно состоит из квантов энергии $R\beta v/N$, независимых друг от друга. Но если это так, то сразу же возникает вопрос: «не являются ли и законы возникновения и превращения света такими, как будто свет состоит из подобных же квантов энергии?»¹. Значит, не введение гипотезы

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 102.

световых квантов для объяснения некоторых, пусть и важных, но все-таки частных явлений, а поиск в определенных явлениях подтверждения справедливости квантовой гипотезы, сформулированной на основе данных физической статистики.

«Из текста статьи очевидно, — писал М. Борн, — что этот результат имел для Эйнштейна непреодолимую силу убеждения и вынудил его искать прямое подтверждение. Он нашел его в упомянутых выше физических явлениях (например, фотоэлектрический эффект), общей чертой которых является обмен энергией между электроном и светом. Впечатление, которое произвели на экспериментаторов эти открытия, было очень велико, потому что самих фактов было известно очень много, но они не были связаны друг с другом. В то время способность Эйнштейна к выявлению таких связей была поистине непостижимой»¹.

Первое явление, в котором Эйнштейн ищет подтверждения своей гипотезы, — фотолюминесценция. Хорошо известное правило Стокса гласит, что частота люминесцентного света ν_2 не может быть больше частоты возбуждающего света ν_1 . Из квантовой теории этот закон сразу же получается как следствие закона сохранения энергии: если вещество не является самостоятельным стационарным источником, то энергия испускаемого кванта не может быть больше энергии поглощаемого:

$$\frac{R}{N} \beta \nu_2 \leq \frac{R}{N} \beta \nu_1 \quad \text{и} \quad \nu_2 \leq \nu_1.$$

На этом же основании Эйнштейн приходит к выводу, что интенсивность люминесценции должна быть пропорциональной интенсивности падающего света и для интенсивности нельзя указать нижнего порога, за которым люминесценция уже не возбуждается. Обсуждается также возможность нарушения правила Стокса, т. е. существования области, сегодня называемой антистоксовской. Одной из возможных причин Эйнштейн называет люминесценцию при одновременном поглощении нескольких возбуждающих квантов (многофотонное взаимодействие), что возможно при достаточно больших плотностях света.

¹ М. Б о р н. Физика в жизни моего поколения. М., 1965, стр. 177.

Из тех же соображений Эйнштейн легко выводит формулу для фотоэффекта;

$$eV = \frac{R}{N} \beta \nu - P, \quad (10)$$

где P — работа выхода, e — заряд электрона, V — задерживающий потенциал для наиболее быстрых электронов (вылетающих с самой поверхности катода). Фактически параграф, посвященный фотоэффекту, содержит в себе всю квантовую теорию этого явления. Его результаты блестяще подтвердились уже имевшимися к тому времени данными эксперимента, но сама эта работа вызвала волну новых экспериментов.

Наконец, Эйнштейн рассматривает ионизацию газов ультрафиолетовым светом. Полагая, что каждый поглощенный квант вызывает ионизацию только одной молекулы, он получает выражение для верхнего предела энергии ионизации $R\beta\nu = J$. Аналогичные соображения позволили Эйнштейну несколько позже заложить основы фотохимии.

Нельзя думать, что идеи Эйнштейна не были поняты. И Лоренц, и Планк, и Зоммерфельд сразу же увидели их радикальность, и именно в этом и заключалась та черта, которая не давала даже этим великим умам возможности решиться их признать безоговорочно, не пытаясь предварительно свести дело к старым испытанным классическим представлениям. Это ясно проявилось и на Сольвеевском конгрессе, и раньше, в 1909 г., на собрании немецких естествоиспытателей.

Даже через 20 лет, уже после открытия эффекта Комптона, Эйнштейн писал в газетной статье: «Из работ Планка о законе излучения, испускаемого нагретыми телами, вытекало, что теория не в состоянии объяснить этот закон. Не удавалось также объяснить опытные факты о том, что воздействие света качественно зависит не от его интенсивности, а только от цвета. Это выглядело как парадокс и никак не увязывалось с основной идеей волновой теории... Будут молекулы подвергаться химическим изменениям или нет, должно было зависеть не только от длины волны, но и от интенсивности действующего света, но этого-то опыт и не подтвердил. Ввиду такой несостоятельности общей теории была выдвинута гипотеза световых квантов. Сохраняя глубокое уважение

к волновой теории, завоевала почву рабочая гипотеза, согласно которой излучение имеет такие энергетические свойства, как если бы оно состояло из корпускул, энергия которых зависит от частоты (цвета) излучения, причем эта энергия пропорциональна частоте»¹.

Итак, всего лишь рабочая гипотеза, сохраняющая уважение к волновым представлениям. Но не для самого Эйнштейна! В эффекте Комптона он увидел дополнительный аргумент в пользу фотонов: «Итак, теперь мы имеем две теории света, обе необходимые и — как приходится признать сегодня — существующие без всякой логической взаимосвязи, несмотря на двадцать лет колоссальных усилий физиков-теоретиков. Квантовая теория света сделала возможной теорию атома Бора и объяснила так много фактов, что она должна содержать значительную долю истины. В этом положении чрезвычайную важность приобретает вопрос о том, в какой степени частицам света, или квантам, следует приписывать свойства снарядов. Попадая в препятствие, снаряд не только передает ему энергию, но и сообщает импульс в направлении своего движения. Происходит ли то же самое с квантами света? На этот вопрос уже давно отвечали «да» из теоретических соображений, и опыт Комптона доказал правильность этого ответа. Положительный результат опыта Комптона показывает, что излучение ведет себя так, как если бы оно состояло из дискретных корпускул, не только в смысле передачи энергии, но и в смысле передачи количества движения»².

Но это было значительно позже, а в 1906 г. он опубликовал новую работу по теории излучения «К теории возникновения и поглощения света», в которой выразил свое отношение к квантовой гипотезе Планка и указал на связь теории Планка с собственной гипотезой световых квантов. Он писал: «В работе, опубликованной год назад, я показал, что электромагнитная теория Максвелла вместе с теорией электронов приводит к противоречащим опыту результатам в области излучения абсолютно черного тела. В этой работе я пришел к выводу, что свет с частотой ν может поглощаться только квантами энергии $(R/N)\nu\beta$. Тогда мне показалось, что теория излучения в известном смысле противостоит моей работе. Однако новые рассу-

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 465—466.

² Там же, стр. 466—467.

дения, которые приводятся в § 1 настоящей работы, убеждают, что теоретическая основа теории Планка отличается от той, которую можно было бы получить из теории Максвелла и теории электронов. Теория Планка в действительности неявно использует упомянутую выше гипотезу световых квантов¹. Эйнштейн обращается к своей работе 1903 г. «Теория основ термодинамики». Энтропия системы

$$S = \frac{\bar{H}}{T} + \frac{R}{N} \ln \int e^{\frac{N}{kT} H} dp_1 \dots dp_n, \quad (11)$$

где p_1, p_2, \dots, p_n — переменные, полностью определяющие состояние физической системы; \bar{H} — энергия системы при температуре T ; H — энергия как функция p_1, p_2, \dots, p_n . При большом числе частиц системы заметный вклад в интеграл дают те комбинации p_i , для которых H очень мало отклоняется от \bar{H} .

$$S = \frac{R}{N} \ln \int_H^{H+\Delta H} dp_1 \dots dp_n = \frac{R}{N} \ln W, \quad (12)$$

где

$$W = \text{bn} \int_H^{H+\Delta H} dE_1 \dots dE_n.$$

К формуле Планка можно прийти, если предположить, что энергия резонатора E_n может принимать целочисленные значения, кратные величине $\epsilon = \frac{R}{N} \beta v$. Но, приняв это допущение, Планк фактически должен был бы отказаться от максвелловской электродинамики, из которой не вытекает никаких выделенных значений энергий. А это означало отказаться от фундамента, на котором был построен вывод связи между средней энергией осциллятора и плотностью излучения, которая играла существенную роль в теории Планка. Как заметил Клейн, новые соображения Эйнштейна вводили теорию Планка в рамки статистической механики, разработанной Эйнштейном в его ранних статьях. Сама формула Планка оказалась основанной на гипотезе световых квантов, почему Эйнштейн и утверждал, что эта

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 128.

гипотеза неявно была введена в теорию излучения Планком.

В тех же 1905—1906 гг. Эйнштейн параллельно разрабатывает и теорию броуновского движения. Эта параллельность естественно вытекает из самого характера применяемого общего метода, хотя цели были разными. Здесь существенным фактором было доведение исследования до формул, поддающихся экспериментальной проверке. Начиная свою статью «О движении взвешенных в покоящейся жидкости частиц, требуемом молекулярно-кинетической теорией теплоты» (1905), он писал: «В этой работе будет показано, что, согласно молекулярно-кинетической теории теплоты, взвешенные в жидкости тела микроскопических размеров, вследствие молекулярного теплового движения, должны совершать движения такой величины, что легко могут быть обнаружены под микроскопом. Возможно, что рассматриваемые движения тождественны так называемому броуновскому движению, однако доступные мне данные относительно последнего настолько неточны, что я не мог составить об этом определенного мнения.

Если рассматриваемые движения вместе с ожидаемыми закономерностями действительно будут наблюдаться, то классическая термодинамика не может считаться вполне справедливой уже для микроскопически различных областей, и тогда возможно точное определение истинных атомных размеров. Если же, наоборот, предсказание этого движения не оправдается, то это будет веским аргументом против молекулярно-кинетического представления о теплоте»¹.

Если при рассмотрении проблемы излучения Эйнштейн исходит, как мы увидим, из оправдавшейся на опыте формулы Планка, рассматриваемой как эмпирическая, и путем вычисления флуктуаций энергии и импульса электромагнитного поля приходит к выводу о квантовой структуре этого поля, то при исследовании броуновского движения он фактически впервые в физике обращается к тепловым флуктуациям, доведя решение вопросов до уровня, позволяющего сравнить теорию с экспериментом. И если в первой статье он еще не уверен, что предсказанное им флуктуационное явление можно отождествить с броуновским движением, то уже статью 1906 г. он называет

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 108.

«К теории броуновского движения», ссылаясь при этом на экспериментальные данные Зидентопфа и Гуи. И хотя эта статья, как и некоторые последующие по этому вопросу, посвящена в основном разработке деталей и уточнениям, нельзя не отметить, что Эйнштейн в ней вновь обращает внимание на связь между броуновским движением и излучением, т. е. фактически на тождественность статистических подходов к этим двум проблемам. И если из полученной здесь формулы для среднеквадратичной величины флуктуаций получаем не формулу Планка, а лишь предельный закон, справедливый при малых частотах и высоких температурах, то в этом виноват не метод, а несовершенство физических представлений¹.

Последовательное применение классических представлений о распределении и распространении электромагнитных волн в сочетании со статистикой может привести только к формуле Релея — Джинса. Ясно, что, поскольку этот закон противоречит опыту, необходимо ввести изменения в основу теорий, использованных для его вывода. Часто пытались объяснить эту трудность некорректностью применения статистических законов распределения энергии к излучению или к осцилляторам.

В 1910 г. в совместной статье «Статистическое исследование движения резонатора в поле излучения»² Эйнштейн и Копп показали, что формула Релея — Джинса получается и в случае, если не применять закона равномерного распределения энергии к излучению, а только к поступательному движению осцилляторов, т. е. для случая, когда законность применения не вызывает сомнений, поскольку она оправдана успехами кинетической теории газов.

Флуктуации электромагнитного импульса, вычисленные по электромагнитной теории, не имеют дополнительного члена, которым характеризуются реальные процессы и который для коротковолнового излучения несравненно больше, чем флуктуации, описываемые классической теорией. Они появляются, только если за исходное принять закон Планка. Причина несоответствия формулы Релея — Джинса опыту, таким образом, не в применении статистики, она скрыта гораздо глубже.

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 122, 126.

² Там же, стр. 205.

И поскольку обе проблемы изучались с помощью одного и того же метода, то подтверждение его расчетов по броуновскому движению неявно служило аргументом в пользу теории световых квантов. А это, по-видимому, для Эйнштейна было весьма важно. При этом для интересующего нас круга вопросов несущественно, какие основные идеи и конкретные модели легли в основу расчетов, хотя сами по себе они были оригинальными и плодотворными. Поэтому мы не будем здесь останавливаться на конкретных результатах и на интерпретации.

Другой проблемой, разрабатываемой Эйнштейном в годы, предшествующие Сольвеевскому конгрессу, тесно связанной с вопросами излучения, была теория теплоемкости. Если признать за квантовой гипотезой зерно истины, то введенные ею новые идеи должны как-то срабатывать и при разрешении других противоречий между классической молекулярно-кинетической теорией теплоты и опытом. Поскольку квантовая гипотеза Планка была успешно применена для рассмотрения тех элементарных образований (осцилляторов, резонаторов), которые осуществляли обмен энергией между излучением и веществом, то новых результатов следует ожидать и для тех явлений, которые также определяются периодически колеблющимися образованиями, возможно, и иного типа, чем рассмотренные Планком. Этому условию как раз удовлетворяют явления, связанные с теплоемкостью, в теории которой, как известно, было много противоречий.

Теории теплоемкости имели к тому времени уже богатую многими идеями историю. Клаузиус первый обратил внимание на то, что в двухатомных и многоатомных газах, кроме энергии поступательного движения, в состав запаса кинетической энергии должна войти энергия вращательного движения молекул и, возможно, энергия колебательных движений атомов. Клаузиус ввел гипотезу, что вся эта дополнительная кинетическая энергия растет с температурой пропорционально поступательной кинетической энергии

$$J_m = \varepsilon J_n.$$

Это приводит к значению $c_v = 3/2R(1 + \varepsilon)$. Для одноатомных газов

$$\varepsilon = 0 \text{ и } c_v = \frac{3}{2} R.$$

Больцман, развивая кинетическую теорию многоатомных газов, получил для двухатомных газов значение $\varepsilon = 2/3$ и для трехатомных $\varepsilon = 1$. В основе всех расчетов теплоемкости лежала теорема Максвелла—Больцмана, гласящая, что при стационарном состоянии системы ее энергия равномерно распределяется между всеми степенями свободы. Опыты, по мере их расширения и усовершенствования, во многих случаях для газов и твердых тел вступали в противоречие с теорией. Особенно существенные затруднения возникли с трактовкой зависимости теплоемкости от температуры. Отступления от $c_v = 5$ для двухатомных газов и от $c_v = 6$ для твердых тел не укладывались в рамки закона равнораспределения энергии. В начале своей работы Эйнштейн писал, что интерпретируя закон распределения энергии излучения черного тела в духе больцмановской теории, приходят к новой точке зрения на испускание и поглощение света, не образующей законченной теории, но заслуживающей серьезного внимания. «В настоящей работе, — пишет Эйнштейн, — будет доказано, что теория излучения — в особенности теория Планка — ведет к видоизменению молекулярно-кинетической теории, позволяющему устранить некоторые трудности, до сих пор стоящие на пути этой теории. Будет получена также определенная взаимосвязь между тепловыми и оптическими свойствами тел»¹. Эйнштейн опирается на свои работы 1902 и 1903 гг. Он допускает, что состояние системы определяется переменными P_1, P_2, \dots, P_n , и предполагает, что ход процессов описывается уравнениями

$$\frac{\partial P_v}{\partial t} = \Phi_v(P_1, P_2, \dots, P_n) \quad (v = 1, 2, \dots, n)$$

и что для всех P_v выполняется соотношение

$$\sum \frac{\partial \Phi_v}{\partial P_v} = 0. \quad (1)$$

Наряду с системой, имеется подсистема, описываемая переменными p_1, p_2, \dots, p_m , входящими в P_v . Предполагается, что энергию всей системы можно считать суммой двух частей. Одна часть E зависит только от p_1, p_2, \dots, p_m , а другая

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 134.

не зависит от p_i . Энергия E бесконечно мала по сравнению с энергией всей системы.

На основе предыдущего, вероятность того, что переменные p_ν в произвольно выбранный момент времени находятся в малой области $dp_1 \dots dp_m$, дается соотношением

$$dW = C e^{-\frac{N}{kT} E} dp_1 \dots dp_m, \quad (2)$$

где C — функция T .

Полагаем $\int_{dE} dp_1 \dots dp_m = \omega(E_1) dE$, где интеграл распространяется на комбинации p_ν , соответствующие значениям энергии от E до $E + \Delta E$. Отсюда

$$dW = C e^{-N/kT} \omega(E) dE. \quad (3)$$

Если частица совершает синусоидальные колебания и $\omega = \text{const}$, то несложные вычисления \bar{E} дают RT/N , что приводит вместе с соотношением $\bar{E}_\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \rho_\nu$ к формуле Релея. Если же считать, что ω принимает только значения, бесконечно близкие к $0, \varepsilon, 2\varepsilon, \dots$, то

$$\bar{E} = \frac{\frac{R}{N} \beta \nu}{e^{\beta \nu / T} - 1}.$$

Эйнштейн предполагает, что необходимо прибегать к последней формуле для \bar{E} . При этом он легко приходит к формуле для удельной теплоемкости грамм-эквивалента

$$c = 5,94 \sum \frac{e^{\beta \nu / T} (\beta \nu / T)^2}{(e^{\beta \nu / T} - 1)^2}.$$

Суммирование производится по всем видам колеблющихся элементарных образований. В 1911 г. Эйнштейн сделал дальнейший шаг в развитии современной теории теплоемкости. «Исследования Нернста и его учеников, — писал Эйнштейн, — показывают теперь, что хотя удельная теплоемкость в целом ведет себя так, как это следует из теории излучения, однако истинный закон удельной теплоемкости систематически отклоняется от теоретического. Первая цель настоящей работы состоит в том, чтобы

объяснить эти отклонения тем, что колебания молекул далеки от монохроматических»¹.

Дискуссия на Сольвеевском конгрессе подвела итог многочисленным поискам теории удельной теплоемкости и проложила путь для ее дальнейшего развития.

Распространив гипотезу о квантовании энергии на любые элементарные образования, Эйнштейн вновь получает формулу Планка и приходит к следующему выводу: «Из всего сказанного выше ясно, в каком смысле надо видоизменить молекулярно-кинетическую теорию теплоты, чтобы привести ее в согласие с законом спектрального распределения излучения черного тела. А именно, до сих пор считали, что движение молекул подчиняется таким же точным законам, каким подчиняется движение тел нашего повседневного опыта (с добавлением одного только постулата необратимости), теперь же приходится делать предположение, что для колеблющихся с определенной частотой ионов, участвующих в обмене энергией между веществом и излучением, множество состояний, которые могут принимать эти ионы, меньше, чем для тел нашего повседневного опыта. Мы должны при этом предполагать механизм передачи таким, что энергия элементарного образования может принимать только значения $0, \frac{R}{N} \beta\nu, 2 \frac{R}{N} \beta\nu$ и т. д.»²

Дальше Эйнштейн рассматривает простую модель колебаний атомов в твердых телах с одной частотой и полученные результаты сравнивает с опытом.

К вопросу о связи между законами излучения и удельной теплоемкостью Эйнштейн возвращается в работе «Элементарное рассмотрение теплового движения молекул в твердых телах», законченной в мае 1911 г., за несколько месяцев до конгресса. Основная цель работы — показать, что систематическое отклонение закона удельной теплоемкости от найденного теоретически на основе представлений, возникших в теории излучения, объясняется немонохроматичностью колебаний атомов и молекул. Но нас опять-таки интересует связь с теорией излучения.

Переход от теории излучения к проблеме теплоемкости заключается в том, что выражение для средней энер-

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 253.

² Там же, стр. 137.

гии \bar{E} слабо затухающего осциллятора переносится на атомы твердого тела, рассматриваемые как некие образования, колеблющиеся почти монохроматически. Этот переход обосновывается следующим изящным рассуждением. Пусть находящиеся в тепловом равновесии с излучением молекулы газа сталкиваются с осциллятором (например, упруго связанным ионом). Средняя энергия, передаваемая при этом осциллятору, равна нулю, иначе нарушалось бы равновесие между газом и излучением. Значит, средняя энергия, передаваемая осциллятору только молекулами, равна средней энергии, сообщаемой осциллятору излучением, т. е. упомянутой \bar{E} . Это рассуждение можно повторить для любых образований, колеблющихся почти монохроматически, в том числе и для молекул твердого тела. Взяв затем $N (dE/dT)$, можно определить теплоемкость.

Таким образом, все работы Эйнштейна рассматриваемого периода по основам статистической механики, броуновскому движению, теории теплоемкости и излучению образуют единый комплекс, острое рассуждений которого направлено в одну точку — выяснение и разрешение трудностей теории излучения, этого средоточия противоречий классической физики, и обоснование гипотезы световых квантов. Существует ли связь между этим кругом идей и теми, которые возникали в процессе создания специальной теории относительности? Некоторый намек мы встречаем уже в статье «Зависит ли инерция тела от содержащейся в нем энергии?», последней из блестящей серии работ 1905 г. Установив соотношение $E = mc^2$, Эйнштейн пишет: «Из этого уравнения непосредственно следует, что если тело отдает энергию E в виде излучения, то его масса уменьшается на E/c^2 . При этом, очевидно, несущественно, что энергия, взятая у тела, прямо переходит в лучистую энергию излучения, так что мы приходим к более общему выводу... Если теория соответствует фактам, то излучение переносит инерцию между излучающими и поглощающими телами»¹. В 1907 г., намереваясь доказать более общим путем обоснованность этого соотношения в статье «Об инерции энергии, требуемой принципом относительности», он предварительно считает необходимым разъяснить свою точку зрения на возможность примене-

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. I, стр. 38.

ния уравнений Максвелла для пустого пространства. Славившись на свои предыдущие работы, в которых была доказана непригодность классической электродинамики и механики для объяснения свойств энтропии излучения, законов теплоемкости и закономерностей излучения и поглощения света, Эйнштейн пишет: «Более того, по моему мнению, следует считать, что в свойствах любого периодического процесса есть нечто общее, что превращение энергии может происходить только определенными порциями конечной величины (квантам света), что, следовательно, многообразие возможных в действительности процессов меньше многообразия процессов, возможных согласно нашим теперешним теоретическим взглядам. В частности, процесс излучения следовало бы представить себе так, чтобы мгновенное электромагнитное состояние в некоторой части пространства полностью определялось конечным числом величин — в противоположность векторной теории излучения»¹. Тем не менее, пока не создана квантовая картина мира, Эйнштейн считал возможным пользоваться для решения вопросов теории относительности существовавшей уже теорией до тех пор, пока не касаются превращения элементарных количеств энергии и не затрагиваются соотношения, в которые входит энтропия. Теория относительности сама ничего не изменила в понимании структуры излучения, в представлении о распределении энергии в пространстве с излучением. Зато она внесла коренные изменения во взгляды на сущность света, который выступает уже не в связи с некоторой гипотетической средой, а как нечто самостоятельное, подобное веществу. Связь между релятивистской и квантовой теориями проявляется в том, что в обеих допускается перенос массы излучением от излучающего тела к поглощающему.

Наиболее остро и глубоко выясняются самые сложные проблемы в двух работах Эйнштейна 1909 г. Это был своеобразный перевал, который Эйнштейн преодолел в одиночку и который остальные физики начали преодолевать лишь после конгресса. Блестяще это сделал Бор, подошедший к квантовой проблеме совершенно с другой стороны — от строения атома и спектральных закономерностей.

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. I, стр. 54.

Первая статья «К современному состоянию проблемы излучения» представляет собой критическое осмысливание состояния проблемы к 1909 г. Она является в известном смысле ответом творца квантовой теории света на ряд статей Лоренца, Джинса, Ритца и др., все еще считающих, что нужные объяснения можно будет получить на основе допущений, менее чудовищных, чем у Планка и Эйнштейна. Вторая работа «О развитии наших взглядов на сущность и структуру излучения» — это доклад на собрании немецких естествоиспытателей в Зальцбурге, на котором Эйнштейн впервые выступил со своими взглядами на теорию относительности и кванты. В докладе вновь анализируется вопрос о том, от какого из двух соотношений, (1) или (2), следует отказаться, чтобы избежать получения формулы Релея — Джинса. Но прежде чем ответить, Эйнштейн возвращается к той логической незавершенности теории Планка, которая связана с отсутствием в последней физического определения вероятности. Формула Больцмана

$$S = \frac{R}{N} \ln W$$

имеет смысл только в том случае, если вероятность W определяется как предел отношения r_v/θ , где r_v — время, в течение которого система находится в состоянии A_v ; θ — общее, достаточно продолжительное время наблюдения. Ни Больцман, ни Планк такого определения не давали. Планк мог бы принять аналогичное определение, но тогда он бы тоже пришел к формуле Релея — Джинса. Но сам отказ от такого определения не устраняет несовместимости формулы Планка и тех теоретических основ, из которых он исходил.

Логически непротиворечивую теорию можно получить, если исходить из формулы (2) и квантовой гипотезы, которую Эйнштейн формулирует следующим образом: «Электрически заряженная система, которая способна, совершая колебания с частотой ν , превращать энергию излучения в энергию вещества и наоборот, может находиться в колебательных состояниях не с произвольной энергией, а только с энергией, кратной величине $h\nu$; при этом h — постоянная, введенная Планком в его формуле излучения»¹.

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 169.

Что касается формулы (2), то ее следует сохранить, поскольку она подтверждается успехами в оптике. Это равносильно утверждению, что электромагнитная теория излучения дает правильные значения средних по времени; именно эти значения проявляются в оптических экспериментах.

Но может быть правильная формула излучения достигается и другим путем? Чтобы ответить на этот вопрос, Эйнштейн пользуется следующим оригинальным приемом: он принимает формулу излучения известной и смотрит, к каким заключениям она приводит относительно структуры излучения. К этому он подходит двумя путями. Пользуясь своими прежними результатами по теории флуктуации и приняв формулу излучения Планка как эмпирически заданную, Эйнштейн вычисляет среднее значение квадрата флуктуации энергии для частоты излучения в пределах $\nu, \nu + d\nu$.

В малой части объема, занимаемого излучением, находящимся в термодинамическом равновесии,

$$\bar{\varepsilon}^2 = h\nu E + \frac{c^3}{8\pi\nu^2 d\nu} \frac{E^2}{V}. \quad (4)$$

С точки зрения волновой теории, флуктуации энергии электромагнитного поля можно объяснить случайной интерференцией различных волн с произвольными амплитудами и фазами, в результате которой энергия, локализованная в заданной области, может быть как больше, так и меньше суммы энергий отдельных волн. Но, как показал Эйнштейн из соображений размерностей, а через несколько лет строго Лоренц, подобный механизм флуктуаций может объяснить лишь второе слагаемое формулы (4). Для интерпретации же первого слагаемого нужно предположить (а это известно из формулы для флуктуации числа молекул идеального газа), что поле излучения состоит из независимых частиц, каждая из которых обладает энергией $h\nu$. Тогда в среднем число подобных частиц в объеме V будет $E/h\nu$, средний квадрат флуктуации энергий $E/h\nu \cdot (h\nu)^2 = h\nu E$. В области низких частот и высоких температур, когда верна формула Релея — Джинса, первым членом, как мы уже видели выше, можно пренебречь, и флуктуации полностью объясняются классическим механизмом. Во втором предельном случае (для высоких частот и низких температур), когда верна формула Вина, основной

вклад вносит первый член, т. е. флуктуации определяются квантовой структурой поля. Поскольку в случае независимых причин средний квадрат флуктуации аддитивен, формула Эйнштейна 1909 г. в неявном виде содержит идею корпускулярно-волнового дуализма.

Второй подход основан уже на анализе флуктуации количества движения при излучении черного тела. Полученная формула

$$\frac{\overline{\Delta^2}}{\tau} = \left(\frac{h\nu}{c} \rho + \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \right) f d\nu$$

(Δ — изменение импульса за время τ , f — площадь отражающей пластинки) даже внешне напоминает предыдущую и может быть интерпретирована аналогичным образом.

Из всего сказанного ясно вытекает тот вывод, к которому стремился Эйнштейн: гипотеза об излучении и поглощении света квантами недостаточна для понимания закона излучения Планка и нужно допускать, что само излучение состоит из квантов. Этим исчерпалась аргументация Эйнштейна в пользу окончательного заключения: «Поэтому я считаю, что следующая фаза развития теоретической физики даст нам теорию света, которая будет в каком-то смысле слиянием волновой теории света с теорией истечения. Цель последующих рассуждений состоит в том, чтобы обосновать такое мнение и показать неизбежность глубокого изменения наших взглядов на сущность и структуру света»¹.

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 181.



ВОПРОСЫ ОПТИКИ И АТОМНОЙ ФИЗИКИ В ПЕРЕПИСКЕ МЕЖДУ ЭЙНШТЕЙНОМ И ЗОММЕРФЕЛЬДОМ

Опубликованная А. Германом¹ переписка между Эйнштейном и Зоммерфельдом относится в основном к периоду 1912—1927 гг., т. е. ко времени создания и развития двух главных областей современной физики: общей теории относительности и квантовой механики. Как отмечает в своем предисловии Макс Борн, сорокалетняя дружба между этими двумя физиками сохранилась, несмотря на военные и политические события, происшедшие в мире после захвата власти в Германии нацистами и вынудившие этих великих физиков расстаться навсегда еще в начале 30-х годов. Зоммерфельд принадлежал к той группе немецких ученых, которые не примирились с фашизмом и подвергались травле со стороны адептов «арийской» физики, в первую очередь таких мракобесов, как Штарк и Ленард. Одной из причин этой травли, вынудившей Зоммерфельда в конце концов покинуть на несколько лет нацистскую Германию, было его преклонение перед гением Эйнштейна.

Научные устремления обоих ученых были разными. Если Эйнштейна всегда интересовали фундаментальные принципы и стержнем всей его научной деятельности была надежда построения единой физической картины мира, то Зоммерфельд, прекрасно владевший всеми разнообразными математическими методами теоретической физики, стремился к максимальной детализации математического описания явлений природы; не чуждо было Зоммерфельду и теоретическое исследование чисто технических

¹ A. Einstein, A. Sommerfeld. Briefwechsel. Sechzig Briefe aus dem goldenen Zeitalter der modernen Physik. Herausgegeben und kommentiert von Armin Hermann. Basel, 1968.

проблем, например теории смазки, теплопроводности почвы. Это различие в подходе чувствовал Зоммерфельд, когда писал Эйнштейну: «Вы раздумываете над фундаментальными вопросами световых квантов. Поскольку для этого не чувствую в себе сил, я удовлетворяюсь тем, что выясняю детали квантовых волшебств в спектрах» (письмо от 17 октября 1921 г.). И: «Я могу содействовать лишь технике квантов, Вы должны построить их философию» (письмо от 11 января 1922 г.).

Арнольд Зоммерфельд (1868—1951) сформировался как ученый под сильным влиянием Феликса Клейна, от которого перенял не только интерес к математической физике, но и способность собирать вокруг себя талантливых учеников. Уже в 1894—1896 гг. Зоммерфельд дал первое строгое решение дифракционной задачи (на бесконечно тонкой полуплоскости). С помощью эвристического метода он построил разветвленное решение волнового уравнения, однозначное на римановой поверхности с одной точкой ветвления. Затем он занимался исследованием динамики электрона, благодаря чему привлек к себе внимание Лоренца, рекомендовавшего его на кафедру теоретической физики Мюнхенского университета, которую он получил в 1906 г. И если тогда еще Зоммерфельд возражал против предложенной Планком релятивистской трактовки динамики электрона, то уже в 1907 г. он выступил решительным сторонником теории относительности. Личное знакомство Зоммерфельда и Эйнштейна произошло в 1909 г. на собрании немецких естествоиспытателей в Зальцбурге, где Эйнштейн выступил со своим замечательным докладом «О развитии наших взглядов на сущность и структуру излучения», подведшим итог первому этапу его исследований по квантовой теории света¹. Нельзя сказать, что Зоммерфельд сразу воспринял новые идеи. Он даже выступил против квантовой гипотезы в той форме, в которой ее излагал Штарк, собственно не столько против самой квантовой гипотезы, сколько против ошибочной критики Штарком волновых представлений². Поворот во взглядах Зоммерфельда начался в 1910 г., отчасти под

¹ См. предыдущую статью в настоящем сборнике, стр. 270—300.

² См. об. этом: A. H e r m a n n. Die frühere Diskussion zwischen Stark und Sommerfeld über die Quantenhypothese. Centaurus, 1967, 12, S. 38—59.

влиянием его ассистента Дебая. Прежде чем принять окончательное решение, он на неделю выехал в Цюрих для бесед с Эйнштейном. Эти беседы определили дальнейшее отношение Зоммерфельда к квантовой теории: как он, так и его мюнхенские сотрудники и ученики начали усиленно разрабатывать многие вопросы этой теории. Уже на собрании общества немецких естествоиспытателей и врачей в Карлсруэ в сентябре 1911 г. в докладе «Планковский квант действия и его общее значение для молекулярной физики» Зоммерфельд говорил: «Когда научный комитет нашего общества поручил мне сделать на этом съезде доклад о теории относительности, я позволил себе возразить, что принцип относительности уже не принадлежит сейчас к числу новых проблем физики. Хотя ему только шесть лет — работа Эйнштейна появилась в 1905 году, — для нас он уже стал неотъемлемой частью физики... Эйнштейн сделал самые широкие выводы из открытия Планка — это было тогда же, в достопамятном 1905 году, еще до создания теории относительности, — и распространил квантовую природу процессов испускания и поглощения на структуру световой энергии в пространстве»¹. А через месяц на 1 Сольвеевском конгрессе он выступил с докладом «Приложение теории кванта действия к непериодическим молекулярным явлениям».

Переписка двух ученых, много внесших в развитие квантовой теории, позволяет понять, осмыслить не только их успехи, но и ошибки, и сомнения, которые интересны иногда для истории науки не менее, чем утвердившееся.

Первое из сохранившихся писем является ответом Эйнштейна на просьбу Зоммерфельда сообщить о новом в области квантов: «Ваше дружеское письмо поставило меня в затруднительное положение. Но уверяю Вас, что в деле о квантах я не могу сказать ничего нового. Трактовку Дебая — Борна я разделяю полностью: здесь я не имею что критиковать. Но этот успех вряд ли способствует решению принципиальных трудностей. Во всяком случае считаю необходимым, чтобы Дебай при случае выступил. Надо предоставить ему возможность поговорить с другими коллегами, занимающимися этой проблемой. Я жду от него очень многого, потому что в нем глубокое понимание

¹ Das Plancksche Wirkungsquantum und seine allgemeine Bedeutung für Molekulphysik. Phys. Zs., 1911, 12, S. 1057—1068.

физики сочетается с редкой математической одаренностью. Я теперь занимаюсь исключительно проблемой гравитации и надеюсь, что с помощью одного местного математика (Марселя Гроссмана) удастся устранить все трудности» (письмо от 29 октября 1912 г.).

Занятый разработкой общей теории относительности, Эйнштейн несколько лет после Сольвеевского конгресса не сделал больше работ по квантам. Упомянутые в письме квантовые теории теплоемкости, разработанные независимо Дебаем и Борном и Карманом, основывались на работах Эйнштейна. В свою очередь, они стали фундаментом дальнейших исследований в этой области. Но Эйнштейн, признавая плодотворность квантового подхода к изучению теплоемкости твердых тел для развития теории твердого тела, не видел здесь чего-либо принципиального, что могло бы способствовать разрешению фундаментальных вопросов самой квантовой теории.

Более того, когда в 1913 г. появилась квантовая теория строения атома и спектров Бора, Эйнштейн никогда не участвовал в ее развитии. Он сразу же увидел, что заложенные в этой теории идеи ведут к радикальному отказу от классики, но для него в этом не было уже ничего неожиданного. Саму теорию он долго называл «боровской теорией спектров» и не считал, что она раскрывает загадку квантов. Даже в своих знаменитых теперь работах 1916 г. Эйнштейн упоминает о теории Бора лишь как об одном из аргументов в пользу гипотезы световых квантов: «С тех пор как предложенная Бором теория спектров добилась своих замечательных успехов, вряд ли можно сомневаться в том, что основная идея квантовой теории должна быть сохранена»¹.

Совершенно по-другому воспринял идеи Бора Зоммерфельд. Не стремясь к обоснованию основ квантовой теории, он увидел здесь обширное поле для тонких математических исследований и через несколько месяцев, в сентябре 1913 г., писал Бору: «Будете ли Вы применять свою модель атома к эффекту Зеемана? Я хотел бы этим заниматься»². Уже в 1915—1916 гг. он добился выдающихся ре-

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 386.

² Цитировано по вступительной статье Л. Розенфельда в кн.: N. Bohr. On the constitution of Atoms and Molecules. Copenhagen, 1963, p. LII.

зультатов, поставивших его в число основателей так называемой «старой квантовой теории» атома. Лишь во второй половине 20-х годов выяснилось, что пути Эйнштейна — де Бройля — Шредингера и Бора — Гейзенберга — Борна в конечном счете равносильны. По-интересно, что творцы первого пути, в основе которого лежали статистические соображения, никогда не признавали статистической интерпретации квантовой механики, тогда как создатели второго направления с самого начала были ее убежденными адептами.

«Планк, — писал Эйнштейн Зоммерфельду в декабре 1915 г., — работает над проблемой, подобной Вашей (квантование фазового пространства для молекулярных систем). И он трудится над вопросами спектров. Общая теория относительности вряд ли может Вам помочь, поскольку для этих проблем она практически совпадает со специальной».

Еще на 1 Сольвеевском конгрессе Планк выдвинул идею о фундаментальной роли кванта действия во всех квантовых явлениях. При этом он воспользовался введенным Гиббсом представлением о фазовом пространстве. Состояние линейного осциллятора характеризуется смещением q и импульсом p , т. е. одной точкой на фазовой плоскости. Тогда квантовая гипотеза равносильна утверждению, что не все фазовые точки равносильны. Поскольку возможны только определенные состояния системы, на фазовой плоскости точки, соответствующие этим состояниям с определенной энергией, лежат на ряде дискретных кривых (в случае осциллятора — на концентрических эллипсах), которые делят плоскость на области, по величине равные $h\nu$. Энергия осциллятора с частотой ν в одном из этих избранных состояний будет $h\nu$. Математически подобную структуру фазовой плоскости можно охарактеризовать требованием, чтобы площадь, охватываемая n -й кривой, удовлетворяла условию

$$\iint dqdp = \int pdq = nh. \quad (1)$$

По этой интерпретации гипотеза, лежащая в основе так называемой первой теории Планка, сводится к утверждению, что все состояния осцилляторов лежат на фазовых кривых. По уже во второй своей теории, которую Планк и излагал на конгрессе, он предполагал, что излу-

чение происходит квантами, а поглощение — непрерывно. Тогда точки фазовых кривых нужно было уже рассматривать как представляющие состояния, в которых возможно излучение, остальные состояния соответствуют точкам, расположенным между фазовыми кривыми.

Из выступлений в дискуссии по докладу Планка, в которой принимали участие Эйнштейн и Зоммерфельд, наиболее важными с интересующей нас здесь точки зрения, были выступления Пуанкаре, выдвинувшего два основных вопроса.

«Прошу Планка дать некоторые разъяснения о квантах действия. Квант должен, несомненно, быть представлен интегралом $\iint dpdq$ в случае одной степени свободы и $\iint dp_1dq_1 + dp_2dq_2 + \dots dp_ndq_n$ для n степеней свободы. Это приводит в случае одной степени свободы, например, к разложению на элементы поверхности с площадью h ; но это разложение можно осуществить многими способами, например квадратами, или другими фигурами; влияет ли способ разложения на результат?... А если было бы несколько степеней свободы? Вообразим резонатор, могущий колебаться во всех направлениях с тремя степенями свободы, но изотропный, с одинаковым периодом по трем осям. Если разложить движение по трем осям, то составляющей, параллельной оси x , должна соответствовать энергия $\alpha h\nu$, оси y — $\beta h\nu$, а z — $\gamma h\nu$, где α, β, γ — целые числа. Теперь возьмем другие оси; соответствующие энергии будут $\alpha' h\nu, \beta' h\nu, \gamma' h\nu$, где α', β', γ' — целые числа при любых новых осях. А это невозможно»¹.

Здесь поставлены вопросы об однозначности разложения на фазовые элементы и о распространении полученных результатов на системы с многими степенями свободы. Эти вопросы и стали объектом исследования Планка и Зоммерфельда. Результаты были опубликованы почти одновременно в 1916 г.² Если Планк исходил из общих статистических соображений, то Зоммерфельд имел в виду прежде всего применение к модели атома Бора.

Зоммерфельд исходил из того, что при применении спектральных приборов достаточно большой разрешающей

¹ La théorie du rayonnement et les quanta. Paris, 1913.

² M. P l a n c k. Die Struktur des Phasenraumes. Ann. Phys., 1916, 50, S. 385—418; A. S o m m e r f e l d. Zur Theorie der Balmerischen Serie. Ann. d. Phys., 1916, 51, S. 1—40.

силы линии серии Бальмера оказываются сложными. По первоначальной теории Бора, частота любой спектральной линии определяется переходом электрона с одной круговой орбиты на другую. Наличие большого числа близких частот вынуждало к выводу о существовании большего числа орбит, чем это следовало из теории Бора. Поскольку было известно, что под действием центральных сил возможны эллиптические орбиты, Зоммерфельд поставил себе задачу найти условие квантования таких орбит. Так как эллипс определяется двумя параметрами, Зоммерфельд ввел два квантовых условия. Наряду с прежним

условием Бора $\int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = nh$, он пишет для радиуса-вектора

$\int_0^a p_r dr = n'h$. В общем случае k степеней свободы

$$\int p_k dq_k = n_k h. \quad (2)$$

Однако введение эллиптических орбит не сразу решило проблему тонкой структуры; все переходы, соответствующие одной и той же сумме $n + n'$, давали одну и ту же спектральную линию. И только учет релятивистской зависимости массы электрона от его скорости снял это вырождение, дав результаты, поразительно точно совпадающие с данными опыта. Оставался еще вопрос о выборе координат. Эту задачу независимо решили Эпштейн¹ и Шварцшильд², привлекая для этого известные в небесной механике «условно-периодические» системы и построившие квантовую теорию эффекта Штарка.

«При применении интеграла в форме (2) для каждой отдельной координаты импульс p_k можно представить как функцию только от соответствующей координаты q_k . В этом случае механическая система называется разделяющейся. Условия возможности разделения впервые были рассмотрены в важных работах Шварцшильда и Эпштейна, которые непосредственно примыкают к работам автора,

¹ P. S. E p s t e i n. Zur Theorie des Starkeffektes. Ann. d. Phys., 1916, 50, S. 489; 51, S. 168.

² K. S c h w a r t z c h i l d. Zur Quantentheorie. Berl. Ber., 1916, april.

выполненным в 1915—1916 гг. Лишь ограничивая рассмотрение только разделяющимися системами, условию квантования (2) можно придать вполне точный смысл, так как только при учете этого ограничения можно ответить на следующий вопрос: какие координаты и какие границы интегрирования используются в выражении (2)? В этом выражении под обобщенными координатами q_h подразумеваются такие координаты, в которых систему можно представить как разделяющуюся. Если имеется несколько возможностей, допускающих разделение системы, то при этом соответствующие фазовые орбиты, определяемые фазовым интегралом, будут различны, однако энергии, которым отвечают эти орбиты, будут совпадать»¹. Таков был ответ Зоммерфельда на замечания Пуанкаре.

«Ваше письмо меня очень обрадовало, — писал Эйнштейн своему другу 8 февраля 1916 г. — Ваша статья по теории спектральных линий меня восхитила. Это открытие! Только одно я еще не понял. Если в выражении $\nu = N \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$ $n = 2$ вызывает двукратное расчленение, то уже $n = m$ должно вызвать m -кратное, так что в целом следует ожидать $n - m$ -кратное. Но это не возражение. Наоборот, я убежден, что Вы правы...»

И через несколько месяцев, 3 августа: «Ваши спектральные исследования относятся к самому прекрасному, что я пережил в физике. Если бы я только знал, какие винтики применяет при этом господь бог» (курс. наш. — У. Ф. и А. Ф.) Если к выделенным добавить две строчки из письма от 1 февраля 1915 г.: «Если удалось бы уже прояснить хотя бы частично принципиальное о квантах! Но моя надежда пережить это все уменьшается», — то позиция Эйнштейна становится ясной.

Свой доклад на заседании физического общества 11 мая 1917 г. Эйнштейн начал следующими словами: «Теперь вряд ли можно сомневаться в том, что для периодической механической системы с одной степенью свободы выполняется квантовое условие (Зоммерфельда и Дебая)

$$\int pdq = \int p \frac{dq}{dt} dt = nh. \quad (3)$$

¹ А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры. Т. I. М., 1956, стр. 79.

При этом интеграл берется по целому периоду движения; q означает координату, p — сопряженный ей импульс системы. Кроме того, работы Зоммерфельда по теории спектров бесспорно доказывают, что для систем с несколькими степенями свободы вместо этого одного квантового условия должны выступать несколько квантовых условий, в общем случае столько, сколько степеней свободы имеет система. По Зоммерфельду эти l условий должны иметь вид

$$\int p_i dq_i = n_i h. \quad (2)$$

Так как эта формулировка зависит от выбора координат, она может выполняться только при определенном их выборе. Только при условии, что этот выбор правилен и что q_i — периодические функции времени, система (2) будет содержать определенные высказывания о движении»¹. В этой работе, несколько видоизменив условия (2), Эйнштейн дал пример, преимущество которого заключается в полной независимости от выбора координат.

Высокая оценка Эйнштейном зоммерфельдовских работ этого времени по квантовой теории сказалась и в приглашении последнего прочитать доклад о теории излучения и квантах на заседании физического общества, посвященном 60-летию Планка. Вот переписка по этому вопросу.

«Берлин, 1 февраля 1918

Дорогой Зоммерфельд,

...В конце апреля у нас будет торжественное собрание к 60-летию Планка. Вы доставите всем нам большую радость, если согласитесь прочитать по этому случаю доклад о развитии теории излучения и теории квантов на торжественном заседании физического общества. Точно еще ничего не установлено, но я говорю Вам об этом сейчас, чтобы Вы узнали возможно раньше. Нет никого, кто бы знал эти вопросы лучше Вас; и я думаю, что надо сделать все возможное, чтобы доставить Планку радость... Ваш приезд меня очень обрадует. Просто, чудо, как много красивого

¹ А. Эйнштейн. К квантовому условию Зоммерфельда и Эпштейна. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 407.

Вам приходит в голову. Возможно до тех пор я смогу уже выходить. Если же нет, то я прошу о маленьком Privatisimum...

Ваш Эйнштейн».

«Мюнхен, 16 февраля 1918

Дорогой Эйнштейн,

Столь дружеское повторное приглашение требует решительного Да! Я сделаю все, что смогу. И это несмотря на то, что о квантах и излучении Вы, конечно, могли бы сказать значительно больше меня и что Ваше красноречие несравненно выше моего. Но хочу думать, что Вы себя побережете и к концу будете говорить о личности. Определенная трудность заключается для меня в том, что я уже написал для журнала Die Naturwissenschaften юбилейную статью о Планке, которая к тому времени уже будет опубликована; этим я сильно повредил ходу своей речи. Вы ничего не пишете о своем самочувствии; из предыдущего письма лишь вытекает, что Вас не нужно слишком жалеть. Надеюсь, что Вы вскоре опять будете на высоте, причем еще здоровее и работоспособнее, чем раньше.

Ваш А. Зоммерфельд».

«Берлин, конец февраля (начало марта) 1918

Дорогой Зоммерфельд,

Пишу Вам еще раз, в известной степени официально, из-за скромного юбилейного заседания, которое мы хотим собрать в честь Планка в пятницу 26 апреля. От имени Немецкого физического общества¹ я прошу Вас произнести речь о значении Планка для развития теории излучения и квантов. Мы представляем себе дело так:

1) вступительное слово (Варбург), около 20 мин.

2) Зоммерфельд (теория изучения и кванты), 25—30 мин.

3) Лауэ (работы Планка по термодинамике), 20—25 мин.

4) личность Планка как ученого, 20 мин.²

¹ Эйнштейн был председателем общества. На этом посту его сменил Зоммерфельд.

² Этот доклад был прочитан Эйнштейном.

Предложения об изменениях будут с удовольствием приняты. Я очень прошу Вас не отказать нам в помощи; Ваш приезд безусловно очень обрадует Планка. Путешествие оплачивает общество. Хотя боги утаили от меня необходимость выступить, я уже сегодня радуюсь тому вечеру, потому что очень люблю Планка и он безусловно обрадуется, когда увидит, как он нам дорог и как мы высоко ценим все творения его жизни.

Сердечный привет от Вашего Эйнштейна».

«Мюнхен, 8 марта 1918

Дорогой Эйнштейн,

Меня очень радует Ваше постепенное выздоровление. Как я слышал Ленц¹ также написал маленькую статью. Ленц и лично и в научном отношении мне очень близок.

К планковскому празднику следующее предложение, которое исходит от Лауэ и которое я считаю явно целесообразным: примите порядок Варбург, Лауэ, Зоммерфельд, Эйнштейн. У Планка термодинамика идет впереди квантов и по времени и объективно. Пока не знаю, о чем буду говорить, — в настоящее время я занимаюсь построением кривой атомных объемов Лотара Мейера из модели Бора.

Теплый привет от Вашего А. Зоммерфельда».

Заседание состоялось 26 апреля и доклады вместе с ответом Планка были опубликованы отдельной брошюрой. Речь Эйнштейна «Мотивы научного исследования»² поистине можно назвать шедевром историко-научной литературы. Зоммерфельд назвал ее «дифирамбом исследователям».

Ссылка Зоммерфельда в последнем письме на кривую атомных объемов Мейера раскрывает направление его поисков. Как известно, Мейер стремился к формулировке периодического закона, но в отличие от Менделеева он исходил из анализа периодичности изменения атомного объема элементов с атомным весом. Позже был открыт ряд других свойств, также периодически меняющихся

¹ Ленц (1888—1957) был тогда ассистентом Зоммерфельда.

² А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 39.

с атомным весом (сжимаемость, коэффициент расширения, теплоемкость). Эти свойства зависят от внешних параметров, поэтому, когда оказалось, что химические и оптические свойства элементов проявляют такую же периодичность, стало ясно: последние определяются строением внешней части электронной оболочки атома (по Бору). Рентгеновские спектры, наоборот, не обладают такой периодичностью, волновое число для них в заданной серии монотонно увеличивается с увеличением порядкового номера. Значит, здесь речь идет о свойстве, определяемом зарядом ядра и внутренними оболочками. Все эти соображения легли в основу создававшейся Зоммерфельдом теории строения многоэлектронных атомов, долгое время бывших камнем преткновения для теории атома Бора.

Для развития старой квантовой теории, для разрешения проблем, связанных с интенсивностью и поляризацией, существенную роль сыграл принцип соответствия, намеченный Бором еще в его первых работах и более четко сформулированный в работе, опубликованной Датской Академией наук в 1918 г. В июне этого года Зоммерфельд писал Эйнштейну по поводу этой работы:

«Дорогой Эйнштейн,

...Новую работу Бора Вы, конечно, читали. Его метод согласовывать волновую и квантовую теорию для больших квантовых чисел кажется мне очень плодотворным, даже если он и не раскрывает сущности. Некоторые заключительные замечания Бора перекрываются одной работой Рубиновича, которая тем временем была сдана в *Physikalische Zeitschrift* и о которой я Вам недавно говорил. В рукописи своего планковского доклада я продвинул вопрос несколько дальше, чем это можно было сделать в основном докладе. Примерно так. Колеблется не атом, а эфир, обязанность которого как раз и состоит в том, чтобы колебаться. Он делает это точно по Максвеллу, как он и должен это делать по сообщенному атомом общему количеству энергии и импульса. Отсутствует еще доказательство, что задание энергии и импульса однозначно определяет колебания эфира. Но уже сейчас существует столько подтверждений этого мнения в поляризации, при зееман- и штарк-эффекте и в квантовых уравнениях (теперь уточненных), что я не сомневаюсь в его правильности.

Я уже 14 дней пишу популярную книгу «Строение атома и спектральных линий», с основным текстом для химиков и добавлениями для физиков.

От Зигбана я получил изящное доказательство неожиданного результата, касающегося рентгеновских спектров. K_{β} является двойной линией; L -кольцо расширяется при переходе электрона из M -кольца в K -кольцо, проявляя при этом свою двойственную природу.

Не могли бы Вы добиться от какого-либо берлинского покровителя создания специального фонда для проведения докладов в немецком физическом обществе? Первыми докладчиками я бы предложил Зигбана или Бора. Как видите, я уже начинаю вмешиваться в дела общества.

Ваш А. Зоммерфельд.

Несколько строк последнего письма позволяют с большой точностью установить дату начала работы Зоммерфельда над книгой «Строение атома и спектры», которая, по выражению Лауэ, вскоре превратится в своего рода библию для спектроскопистов. Можно добавить, что не только для спектроскопистов. Первое ее издание вышло в 1919 г. и содержало все новые данные о строении атомов и спектров, особенно все, связанное с квантовой теорией Бора. Изменения, которые эта книга претерпевала в многочисленных изданиях, прекрасно отражают историю развития наших представлений на протяжении трех с лишним десятилетий. В 1930 г. к тому, излагающему вопросы строения атома и спектров в рамках классических и боровских представлений, Зоммерфельд добавил второй, посвященный квантовой механике¹. Характеризуя значение этой книги, Лауэ писал: «Эти два тома отражают сущность личности ученого Зоммерфельда как ничто другое. Несмотря на быстрое развитие физики в этой области, они будут долго служить незаменимым путеводителем для каждого, кто посвятит этой области свою деятельность, а также источником ценных знаний для более зрелых. И даже тогда, когда наше время станет далеким прошлым, они будут иметь неопенимую историческую ценность как веха в поворотном пункте истории физики, как напомина-

¹ Первое русское издание книги вышло в 1927 г., второе, являющееся переводом с последнего немецкого издания 1951—1952 гг., — в 1956 г.

ние об ученом-физике, который при переходе к квантово-теоретической спектроскопии стоял в первом ряду вместе с Бором»¹.

С этой же книгой, первоначально предназначавшейся в основном для химиков, связано обсуждение в переписке теоремы Лиувилля.

«Мюнхен, 15 декабря 1918

Дорогой Эйнштейн,

Для особой цели (популярной книги об атомных моделях) мне необходимо простое изложение основ квантовой статистики. При этом я должен сделать убедительным утверждение, что

$$\prod_i^f dq_k dp_k$$

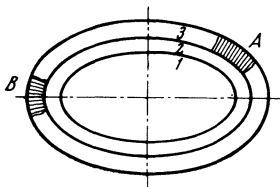
f — степени свободы системы) измеряет априорную вероятность фазы (q, p). Априорная вероятность означает: я ничего не знаю о движении, не знаю и его энергию. При этом ссылаются на теорему Лиувилля, но необоснованно. Теорема Лиувилля выражает лишь то, что фазовые объемы, которые при движении переходят друг в друга, имеют равные вероятности (содержат одинаковое число точек системы). Если распространить этот результат на два произвольных фазовых объема одинаковой величины, то теорему расширяют способом, при котором ничего не остается от первоначального образа суждения. А нуждаются именно в таком расширении.

Возьмем, например, резонатор Планка. Теорема Лиувилля относится к двум областям A и B . Но они мне безразличны, поскольку и без того я их связываю с той же элементарной областью h ; что мне гораздо больше нужно — это две области, подобные 3 и 1. Но они никогда не переходят друг в друга при движении, следовательно, о них теорема Лиувилля ничего не говорит.

Значит, если не мошенничать, можно, собственно, говорить лишь следующее: теорема Лиувилля утверждает, что определенные фазовые объемы равной величины, занимающие специальное положение, означают равную ве-

¹ М. Л а у э. Статьи и речи. М., 1969, стр. 208.

роятность. Но это утверждение распространяют без достаточного основания на фазовые объемы равной величины произвольного положения. Насколько я вижу, никто не попытался обосновать это расширение — вероятно, потому, что оно лишено основания. Эргодическая гипотеза не нуждается в этом, потому что она относится только к точ-



Р и с. 1.

кам поверхности энергии в фазовом пространстве, значит, не ко всем точкам фазового пространства. Эренфест и Гиббс ничего не говорят об априорной вероятности в указанном выше смысле. И все-таки оно необходимо как при выводе *H*-теоремы, так и при изложении квантовой теории. В последнем случае было бы честнее обходиться совершенно без Лиувилля и оперировать просто с элементарными областями h на (q, p) -плоскости.

Одобряете ли Вы это? Или есть кто-нибудь, который мог бы рассеять мои размышления? Об этих общих вещах столько написано, что можно было бы думать, будто они где-то вылущены...

Ваш А. Зоммерфельд».

«Берлин, 6 декабря 1918

Дорогой Зоммерфельд,

По моему мнению, трактовка элементарных областей равной величины как а priori равновероятных не произвольна. Это точное следствие механики. Если система соприкасается с другой системой с относительно бесконечно большой энергией (взаимодействие систем при аддитивном поведении энергии), то для элементарной вероятности частоты состояния действительно выражение

$$dW = \text{const} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} dq_1 \dots dp_n.$$

При этом существенно, что множитель const не зависит от q_1, \dots, p_n . Следовательно, отвлекаясь от температурного фактора, одинаковые элементарные области равновероятны (одинаково часты). В предельном случае $T = \infty$ равные фазовые объемы действительно равновероятны, хотя а priori можно было думать, что должен войти еще множитель $\varphi(q_1, \dots, p_n)$, например, $\varphi(E)$. При вычислениях такое положение вещей обычно оправдывают тем, что равным областям а priori приписывают равную вероятность. Надо еще сказать, что уравнение для dW следует из теоремы Лиувилля для (∞ больших) общих систем, так что обычный способ выражений хотя и не точен, но не ошибочен...

С сердечным приветом, Ваш Эйнштейн».

Теория спектров была предметом обсуждения еще в ряде писем. В сентябре 1918 г. Эйнштейн писал: «Что Вы еще больше интересуетесь спектрами, вполне естественно. Это стало сегодня, конечно, самой многообещающей областью. Тонкой структурой, Вы ее лишь открыли. Радостно даже пережить такое!»

Из письма Зоммерфельда 25 марта 1919 г.

«Дорогой Эйнштейн,

Хочу совершить на Вас двойное покушение. Первое — относительно стипендии Ленцу... Второе касается моей совместной с Косселем работы по спектрам. Она будет представлена в следующем заседании Немецкого физического общества. Поскольку мне Шеель пишет, что он еще не имеет материала, я был бы Вам очень благодарен, если бы Вы посмотрели вопрос и сделали небольшое сообщение о нем. Я бы Вас не затруднил, если бы не был убежден, что дело Вас интересует (оно в самом деле очень красиво) и что оно потребует от Вас лишь минимума усилий... Вы, конечно, по праву отметите заслуги милого старого Гольдштейна¹, которые вновь проявляются в нашем законе смещения. Я бы попросил самого Гольдштейна прореферировать нашу работу, но боюсь, что доставлю ему этим, кроме радости, кучу трудностей и вызову боязнь перед

¹ Е. Г о л ь д ш т е й н (1850—1930) — физик, ученик Гельмгольца. Ему принадлежат основополагающие работы по электрическим разрядам и спектрам, о которых и пишет Зоммерфельд.

квантовыми числами. Рукопись предназначена не для печати, а только для Вашей ориентации: экземпляр для печати подлежит еще критике Пашеном.

Ваш Зоммерфельд».

Речь идет о статье Зоммерфельда и Косселя «Принцип отбора и закон смещения в сериальных спектрах»¹. Выведенный ими закон гласил: «Первый искровой спектр каждого элемента по своему строению одинаков с дуговым спектром предшествующего ему элемента в периодической системе двумя, тремя и т. д. ступенями выше». Если вспомнить, что дуговым называли спектр, испущенный нейтральными атомами, а искровым — ионизированными, то сразу становится ясным значение этого закона для построения картины распределения электронов в сложных атомах на основе модели Бора — Зоммерфельда.

14 марта 1921 г. Зоммерфельд сообщает Эйнштейну, что собирается поехать в Геттинген специально для встречи с Бором, ибо «его новые представления о строении атома очень меня волнуют, особенно в связи с тем, что должен написать новое издание своей книги». В продолжении он пишет: «О спектральных линиях я мало что знаю нового. Самое лучшее — это что магнитооптический закон расщепления², который я недавно опубликовал в *Annalen der Physik*, намечает дальнейшие пути и ведет к «полной формуле строения аномальных зеемановских расщеплений» (ср., например, статью Бака, которая вскоре появится в *Naturwissenschaften*³). Кроме того, я напечатал возражение⁴ против Штарка, который совершенно безрассудно в *Jahrbuch* напал на Бора. Наконец, в японских исследованиях я узрел эффект Штарка второго порядка (дополнительное действие, пропорциональное второй степени

¹ A. S o m m e r f e l d, W. K o s s e l. Auswahlprinzip und Verschiebungssatz bei Serienspektren. Verh. d. Phys. Ges., 1919, 21, S. 240—259.

² A. S o m m e r f e l d. Allgemeine spektroskopische Gesetze, insbesondere ein magnetooptischer Zerlegungssatz. Ann. d. Phys., 1920, 63, S. 221—263.

³ E. B a c k. Ein weiteres Zahlmysterium in der Theorie des Zeemaneffektes. Naturwiss., 1921, 9, S. 199—204.

⁴ A. S o m m e r f e l d. Zur Kritik der Bohrschen Theorie der Lichtemission. Jahrbuch der Radioakt. und Elektronik, 1920, 17, S. 417—429.

напряженности поля при H_γ)¹... Теперь на 14 дней отправляюсь в горы вместе с Лауэ, Ленцем, Ми и др., чтобы по возможности побегать на лыжах». И это все характеризуется, как «мало что знаю!» На самом деле эти работы составили заметную веху в развитии старой квантовой теории.

Если нормальный эффект Зеемана (расщепление простых спектральных линий в магнитном поле) не вызвал особых осложнений в построении теории (как в классической электронной теории Лоренца, так и в теории Бора), то аномальный эффект, наблюдающийся у мультиплетных линий, не мог быть объяснен в электронной теории вовсе, а в теории Бора мог быть объяснен лишь с помощью введения дополнительных предположений. Ценой огромных усилий Зоммерфельду удалось как-то систематизировать весь опытный материал и дать основные закономерности.

Одно из первых эмпирических правил было установлено известным немецким спектроскопистом Рунге; аномальные расщепления составляют рациональную дробь нормальных. В волновых числах оно записывается так:

$$\Delta\nu = \frac{q}{r} \Delta\nu_H.$$

Поскольку, согласно комбинационному принципу Ритца, $\nu = \nu_1 - \nu_2$, а магнитное поле действует независимо на каждое состояние электрона в атоме (на каждый спектральный терм), $\Delta\nu = \Delta\nu_1 - \Delta\nu_2$. Дальше

$$\Delta\nu_1 = \frac{q_1}{r_1} \Delta\nu_H \quad \text{и} \quad \Delta\nu_2 = \frac{q_2}{r_2} \Delta\nu_H,$$

откуда

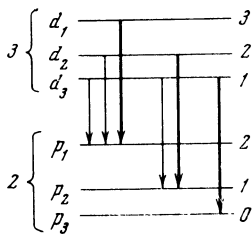
$$\Delta\nu = \frac{q}{r} \Delta\nu_H = \left(\frac{q_1}{r_1} - \frac{q_2}{r_2} \right) \Delta\nu_H = \frac{q_1 r_2 - q_2 r_1}{r_1 r_2} \Delta\nu_H,$$

и

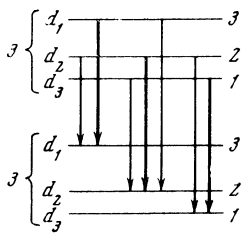
$$r = r_1 r_2, \quad q = q_1 r_2 - q_2 r_1.$$

Величина r была названа знаменателем Рунге. Тогда введенное Зоммерфельдом разложение можно представить так: знаменатель Рунге для комбинации термов может быть

¹ A. S o m m e r f e l d. Über den Starkeffekt zweiter Ordnung. Ann. d. Phys., 1921, 65, S. 36—40.



Р и с. 2.



Р и с. 3.

разложен на произведение рунгевских знаменателей для термов. Позже, как известно, это правило было перекрыто более общими работами Ланде. Но в тот момент этот результат имел огромное значение, поскольку величина аномальных зеемановских расщеплений связана со структурой мультиплетных линий и может поставлять определенную информацию о ней. Именно тогда Зоммерфельд, почувствовав недостаточность уже существовавшей схемы, ввел в обиход «внутреннее квантовое число», внося новый элемент в мистирию квантовых чисел. «Подавление запрещенных компонентов, — писал Зоммерфельд, — указывает на то, что уровни отличаются друг от друга значениями одного квантового числа и что для этого квантового числа имеет место правило отбора. Так как азимутальное квантовое число одинаково, например, для всех трех p -уровней ($l = 1$) и не может привести к ограничивающим правилам отбора для этих уровней, то мы должны ввести новое квантовое число, которое назовем внутренним квантовым числом и обозначим через J . Структура составного триплета будет правильно определяться, если установить для J следующее правило отбора: $|\Delta J| \leq 1$, так что допустимы только следующие переходы:

$$\begin{array}{l}
 \nearrow J - 1 \\
 J - J \quad \text{»}^1. \\
 \searrow J + 1
 \end{array}$$

Эти же вопросы рассматриваются в письме Зоммерфельда Эйнштейну от 17 октября 1921 г.

¹ А. З о м м е р ф е л ь д. Строение атома и спектры. Т. I, стр. 367.

«Вы раздумываете над фундаментальными вопросами световых квантов. Поскольку для этого не чувствую в себе сил, я удовлетворяюсь тем, что выясняю детали квантовых волшебств в спектрах. Меня интересуют «внутренние квантовые числа», о сущности которых ничего не могу придумать. Они объясняют сложные триплеты (и дублеты). Слева записаны квантовые числа трех d - и трех p -уровней. Справа — внутренние квантовые числа n_i . *Правило отбора*

$$\text{последних } \Delta n_i = \begin{cases} -1 \\ 0 \\ +1 \end{cases}. \text{ Правило интенсивности: переход}$$

того же рода (здесь с уменьшением на 1) между внутренним и внешним квантовыми числами дает сильную интенсивность; чем сильнее отклонение в переходе между обоими, тем слабее интенсивность. Отсюда вытекает нарисованная схема, типичная для полного триплетной первой побочной серии; $3 + 2 + 1$ компонент, из которых одна — главная линия (сильная), остальные — спутники.

Пашен недавно выманил магнитным путем три компоненты (не обозначенные на чертеже), запрещенные этим правилом отбора: при этом двукратно запрещенную компоненту $3 \rightarrow 0$ было значительно труднее получить, чем однократно запрещенные $2 \rightarrow 0$ или $3 \rightarrow 1$. Не правда ли — это красиво?

Но следующие еще красивее. Существуют также комбинации d с d или p с p . Здесь возникает сложный триплет совершенно другого типа, который тем не менее подчиняется тем же правилам отбора и интенсивности.

Здесь, следовательно, имеем $2 + 3 + 2$ компонент. Главные линии здесь дают переходы, для которых n_i остается неизменным. Теперь запрещены только два перехода! По этой же схеме можно рассматривать и комбинации тройных и простых термов у Hg, а также и сложные дублеты.

Все относящиеся сюда аномальные зееман-эффекты можно предопределить на основе этих внутренних квантовых чисел и определенных, раз и навсегда эмпирически установленных магнитных смещений начальных и конечных уровней. Действительно, в спектроскопию приходит день, или, вернее, рассвет».

С помощью внутреннего квантового числа Зоммерфельду удалось построить «начала мультиплетной теории» и привести в некоторую систему совокупность эмпири-

ческого материала. Но вся эта теория строилась на таинственных числовых соотношениях, удивительным образом угаданных. «Следует считать счастливой случайностью, — писал Зоммерфельд в более позднем издании своей книги, — что, когда впервые было введено в обиход квантовое число J (по крайней мере, для триплетных систем), сразу же правильно угадали его абсолютные значения, что подтвердилось в дальнейшем целым рядом фактов. Эти абсолютные значения следующие: $J = 1$ для s -терма, $J = 2, 1, 0$ для трех p -термов, $J = 3, 2, 1$ для d -термов и т. д.¹

Эта игра в числа, естественно, не могла удовлетворить Зоммерфельда, хотя ему и удалось добиться важных результатов, а в совместной работе² с его студентом Гейзенбергом не без успеха вопрос об интенсивности для мультиплетов и компонент их разложения был рассмотрен с точки зрения боровского соответствия.

«Мюнхен, 11 января 1922

Дорогой Эйнштейн,

...перейдем все же к чему-то радующему. Как сообщил мне Аншютц, Вы вновь сделали крупное открытие, похоронив волновую теорию. Я буду очень рад, если Вам в какой-нибудь точке удастся пробить брешь. Как и до сих пор, с дуалистической точкой зрения дело не продвигается. Если Вы говорите, что Ваш опыт является решающим, я верю, хотя еще не понимаю, несмотря на все разъяснения, которые дал мне Гейгер в Иене.

Между тем я себе уяснил замечательные численные закономерности комбинаций линий в связи с измерениями Пашена. Я их изложил в третьем издании моей книги. Один мой ученик (Гейзенберг, 3 семестр) даже истолковал эти законы, а также законы аномального зееман-эффекта с помощью модели (Phys. Zs., в печати). Все ладится, но глубокие основы остаются неясными. Я могу содействовать лишь технике квантов, Вы должны построить их философию. Внутренне я тоже уже не верю в сферические волны. (В аномальном эффекте Зеемана также заложена

¹ А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры. Т. I, стр. 367.

² Phys. Zs., 1922, 11, S. 131.

хорошая порция отказа от волновой теории). Наседайте только на нее как следует!

Ваш верный А. Зоммерфельд.»

Из теории Зоммерфельда не все удержалось в науке, но из сохранившегося безусловно крупнейшим открытием было то, что он понял глубокую связь между эффектом Зеемана и парамагнетизмом и осознал, что его внутреннее квантовое число связано с еще неизвестными магнитными свойствами электрона.

Совсем другим путем шел к пониманию существенной роли этих свойств в построении общей квантовой теории атома Эйнштейн. Еще в 1915—1916 гг. он вместе с голландским физиком де-Гаазом опубликовал ряд статей под названием «Экспериментальное доказательство существования молекулярных токов Ампера»¹.

Дело здесь заключалось в следующем: когда в своей электронной теории Лоренц свел все электромагнитные действия вещества к движениям электронов и ионов, он сохранил идею Ампера об электрическом происхождении магнетизма, приняв, что амперовские молекулярные токи создаются электронами, движущимися вокруг положительно заряженного остатка молекулы или атома. Эта идея лежала и в основе теории пара- и диамагнетизма Ланжевена. Но в доквантовой теории трудности возникали из-за вытекающей отсюда «нулевой энергии», т. е. сохранения движения электрона при приближении к абсолютному нулю. «Сегодня,— писал Эйнштейн,— ни один теоретик не скажет слово «нулевая энергия» без полусмущенной, полуиронической усмешки. Эти трудности присущи также и взглядам Ампера на магнетизм, и уже по одной этой причине весьма желательно было экспериментальное решение вопроса о правильности или неправильности гипотезы Ампера»².

Предложенный и выполненный Эйнштейном и де-Гаазом эксперимент исходит из известного соотношения между моментом количества движения m и магнитным моментом M молекулы (атома):

$$m = - \frac{2\mu}{e} M,$$

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 359—385.

² Там же, стр. 360.

где e/μ — удельный заряд электрона. Эта же формула, в силу аддитивности моментов, остается справедливой и для тела с большим числом молекул (атомов).

В силу закона сохранения момента количества движения, если на тело не действуют внешние вращательные моменты, то изменение намагниченности образца (а значит, и M), приводящее к изменению внутреннего момента количества движения m , должно привести к появлению другого вращательного момента, точно компенсирующего это изменение. Другими словами, изменение намагниченности тела должно привести его во вращение. Этот эффект, получивший название эффекта Эйнштейна — де-Гааза, и был обнаружен экспериментально. После весьма изящных опытов и очень тщательного анализа источников погрешностей и устранения одной указанной Лоренцом ошибки авторы пришли к выводу, что указанная теорией формула подтверждается с точностью до 10%. Интересно отметить, что идея об исследовании гироскопических свойств магнитов для проверки гипотезы Ампера высказывалась еще Максвеллом, а Ричардсон даже выполнил опыт, подобный описанному, но получил лишь качественные результаты. Одновременно Барнет успешно решил обратную задачу; ему удалось намагнитить железный стержень путем его быстрого вращения.

В связи с этими работами Эйнштейна возникает вопрос: чем обусловлен интерес создателя теории относительности и световых квантов к такой частной на первый взгляд проблеме, как магнитные свойства электрона? Отношение Зоммерфельда тут ясно; он искал новое подтверждение планетарной модели Резерфорда — Бора. Но в статьях Эйнштейна имя Бора даже не упоминается, хотя он и пишет о «молекуле (атоме), в которой вокруг положительного ядра движется, подобно планете, электрон». И это ясно почему: ведь в исходную формулу не входят скорость и форма орбиты электрона. Она одинаково применима как для теории Бора, так и для любой другой теории, например Лоренца, в которой так или иначе допускается движение электрона по замкнутой орбите. Значит, его заботило вовсе не подтверждение теории Бора, а решение значительно более общей задачи.

Ответ на поставленный выше вопрос мы находим фактически у самого Эйнштейна. «Физическая природа этих молекулярных магнитов оставалась пока не известной,

хотя большинство теоретиков придерживалось определенного мнения о ней, впервые высказанного Ампером. После же того, как Эрстед открыл, что магнитные воздействия вызываются не только магнитами, но и электрическим током, сначала казалось, что эти два способа возникновения магнитных воздействий, или — как мы привыкли говорить сегодня — магнитных полей, в принципе различны. Это положение вещей для физиков, стремящихся к единому пониманию природы, должно было выглядеть неудовлетворительным. (Курсив наш. — У. Ф. и А. Ф.). Поэтому Ампер уже вскоре после открытия Эрстеда выдвинул свою известную гипотезу, согласно которой магнитное поле, исходящее из намагничиваемых тел, также должно порождаться токами, протекающими, однако, внутри молекул... Однако, с другой стороны, это воззрение, удовлетворительное в силу *единого объяснения природы* (курсив наш. — У. Ф. и А. Ф.) источников поля, сталкивалось со значительными трудностями¹. Значит, не случайный интерес к частному вопросу, а свойственное Эйнштейну стремление к фундаментальным идеям в период, когда он завершал построение общей теории относительности и уже делал первые шаги к единой физической картине мира.

Но в переписке с Зоммерфельдом на первый план выдвинулась другая проблема, связанная, с одной стороны, с эффектом Эйнштейна — де-Гааза, с другой стороны, — с трудностями построения теории строения многоэлектронных атомов. Опыты самого де-Гааза, а также Стюарта, Бека, Ардвисона и, позже, Саксмита показали, что первоначальная оценка погрешностей измерения была занижена, и на самом деле для гиромагнитного отношения получается лишь половина величины, требуемой теорией, учитывающей орбитальное движение электрона. Этот результат был серьезной трудностью и для теории Бора, поэтому естественно, что выдвигались различные предложения для его объяснения. Приведем относящиеся сюда места из переписки.

«Цюрих, 5 января 1919

Дорогой Зоммерфельд,

Очень радостно, что Эдгар Мейер также добросовестно проверяет опыты Эренгафта. Целочисленность заряда одной частицы уже полностью доказана. Другой здешний

¹ А. Эйнштейн. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 359—360.

физик тщательно измерил магнитный гироскопический эффект, но нашел лишь половину теоретического значения...»¹.

Зоммерфельд Эйнштейну 18 декабря 1920 г. из Мюнхена:

«Вы сможете услышать и кое-что интересное от Герцфельда об эффекте Эйнштейна—де-Гааза (объяснение множителя $1/2!$)».

Эйнштейн — Зоммерфельду 20 (?) декабря 1920 из Берлина:

«Очень любопытно было бы узнать, как объясняет Герцфельд фактор $1/2$. Недавно у меня был Бор. Его интуиция просто восхитительна».

«Гармиш, 29 декабря 1920

Дорогой Эйнштейн,

...Мысль Герцфельда, изложенная очень поверхностно и без ручательства в точной достоверности, состоит в следующем: при перемагничивании ферромагнитного атома в эфир идет излучение, но оно забирает (по общим правилам для связи энергии и импульса) половину того изменения импульса, которое соответствует изменению направления пробегания электронов; лишь вторая половина приходится на магниты. Герцфельд хочет доказать существование излучения экспериментально (частота как у беспроволочного телеграфа). Дело может длиться еще долго, поэтому прошу Вас пока не оглашать это. Будет большое дело, если все наладится. Новыми идеями Бора об атомах я увлечен. Для меня он является человеком редкого интеллектуального и личного обаяния...»

«Берлин, 4 января 1921

Дорогой Зоммерфельд,

...Относительно проблемы электрона я пессимист. Необходима действительно новая идея, которая не хочет появиться. В правильность идеи Герцфельда я не верю.

¹ В Цюрихе проводил измерения Эмиль Бек.

Представьте себе два одинаковых столбика на расстоянии 1 мм, подвешенных коаксиально, намагниченных в противоположных направлениях и перемагничивающихся одновременно. В этом случае на больших расстояниях гипотетические волновые процессы будут гаситься. Но ведь никто не поверит, что действующий на один столбик вращательный момент будет подвержен существенному влиянию перемагничивания второго.

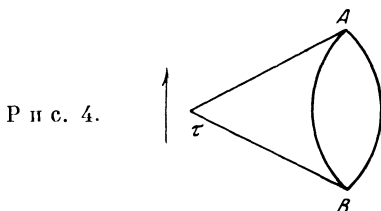
У меня есть *experimentum crucis* по вопросу о том, действительно ли электромагнитное волновое поле присутствует в электромагнитном тепловом излучении так, как это следует из распределения, выведенного из теории Максвелла. Меня страшно интересует, каков будет результат. Откровенно говоря, я сам не знаю, что можно скорее ожидать. Противоположность энергия — кванты — волновое поле остается по-прежнему острой!!!»

И последнее упоминание из письма Зоммерфельда от 4 мая 1921. «Опыт Герцфельда относительно Вашего магнитного эффекта дал отрицательный результат...». Хотя излучение при перемагничивании твердых тел и было значительно позже обнаружено, сама мысль Герцфельда, как и предсказывал Эйнштейн, была ошибочной. Пророчески звучали его слова, что здесь нужна новая идея. Но ее пришлось ждать не так уж долго. В конце 1925 г. Гоудсмит и Уленбек выдвинули гипотезу о вращающемся электроме (спине). С ее помощью удалось понять физический смысл внутреннего квантового числа Зоммерфельда и объяснить эффект Эйнштейна — де-Гааза, а также целый ряд других явлений, среди которых и аномальный зееман-эффект.

Зоммерфельд, как и Бор, был в восторге. Уже 5 августа 1926 г. он пишет Эйнштейну: «Пытаетесь ли Вы уже ввести вращающийся электрон (что необходимо!) в общую теорию относительности? Это был бы величайший триумф теории относительности». Эйнштейн, естественно, понял плодотворность новой гипотезы. «Я охотно соглашаюсь с Вами, что в существовании вращающегося электрона нет сомнения», — отвечает он Зоммерфельду 21 августа того же года. Но тут же добавляет: «Но пока мало надежд понять его необходимость *изнутри*». Вновь та же мысль: нет единой теории; введение новых гипотез, полезное для ре-

шения частных задач, не отвечает критерию внутреннего совершенства.

В этом году мысли Эйнштейна вновь и вновь возвращаются к основам квантовой теории света. В марте 1926 г. он посылает в журнал *Die Naturwissenschaften*¹ новую



работу «Предложение опыта, касающегося природы элементарного процесса излучения».

Он ищет опыт, который однозначно мог бы решить вопрос о той противоположности кванты — волны, о которой он писал Зоммерфельду. Подобную попытку он сделал еще в 1921 г. в статье под почти таким же названием: «Об одном эксперименте, касающемся элементарного процесса испускания света»². К истории этого опыта приведем лишь выдержки из переписки, не нуждающиеся в комментариях.

Начало этой истории изложено в письме от 4 января 1921 г. (см. выше), написанном до опубликования статьи, в которой Эйнштейн сообщает, что приступает к осуществлению опыта совместно с Гейгером.

«Берлин, 27 сентября 1921

Дорогой Зоммерфельд,

...Я сделал вместе с Гейгером интереснейший эксперимент, касающийся света, испускаемого каналовыми частичками. Ставится вопрос: действительно ли интерференционное поле, испущенное движущейся в направлении стрелки каналовой частицей в элементарном процессе,

¹ *Naturwiss.*, 1926, 14, S. 300—301. Русск. перевод в кн.: Собр. научных трудов. Т. III, стр. 514.

² *Berl. Ber.*, 1921, S. 882—883. Русск. перевод в кн.: Собр. научных трудов. Т. III, стр. 430.

более синее в A , чем в B ? Если да, то световой луч должен искривляться при прохождении через диспергирующую среду.»

Еще через несколько дней, 9 октября:

«Я с нетерпением жду исхода нашего эксперимента с каналовыми лучами. Совершенно не знаю, что ожидать. Что наряду с направленным энергетическим процессом испускаются и некоторого рода сферические волны — в этом я убежден вследствие наличия возможности интерференции при больших апертурных углах. Но, поскольку время испускания мало по сравнению со временем когерентности интерференции с разностью хода, я уверен, что то, что испускается, имеет непосредственно колебательный характер. Механизм может быть более косвенным и совершенно другим, чем мы привыкли себе представлять, тем более, что спор между квантовой и волновой теориями продолжается с прежней остротой. Во всяком случае, на основании известного до сих пор нельзя предсказать исход опыта. Существование доплер-эффекта, доказанное Штарком, также не позволяет делать предсказания, но в письме это трудно обосновать».

Зоммерфельд очень кратко и осторожно ответил на это в письме от 11 января 1922 г. (см. выше). Эйнштейн настаивал:

«Я с восхищением наблюдал, как Вы постепенно распутывали спектры, как Вы сумели приспособить весь огромный материал с помощью этих двух правил отбора. Эксперимент со светом теперь закончен и в теоретической части. Лауэ оспаривал, что отклонение света следует из волновой теории, и я вынужден был согласиться, что моя аргументация не была безупречной. Но теперь, как мне кажется, я сумел дать действительно точное доказательство, которое появится как приложение к публикации¹. Учитывая важность предмета, мне хотелось, чтобы вопрос был обсужден как можно подробнее». (Письмо от 14 (?)

¹ А. Эйнштейн. К теории распространения света в диспергирующих средах. Собр. научных трудов. Т. III, стр. 437; Berl. Ver., 1922, S. 18—22.

января 1922). Но уже через две недели он вынужден был признать, что Лауэ и Эренфест, который также выразил свое сомнение, были правы.

«Во-первых, должен Вам сообщить, что опыт, на который я возлагал столько надежд, ничего не доказывает. Более строгое рассмотрение показало, что волновая теория ведет к тем же следствиям, что и квантовая (отклонения нет). Опять несколько умнее и беднее надеждами!»

Свою неправоту Эйнштейн признал на заседании прусской академии 2 февраля. Макс Борну он написал еще 18 января. «Я тоже недавно монументально дал маху (эксперимент с испусканием света каналовыми частицами). Но нужно утешаться. Против ошибок помогает лишь смерть».

В 1926 г. Эйнштейн вернулся к обсуждению возможности постановки решающих опытов с помощью каналовых лучей. Но и теперь вскоре стало ясно, что вообще никакие опыты подобного типа не могут решить, да и не должны решить коллизию кванты — волны. В силу уже вступала квантовая механика.

Интересно, однако, отметить, что идея предложенного Эйнштейном опыта была использована Биллингом¹ в 1938 г. для доказательства того, что акт испускания света атомом длится конечное время, а Оттинг² применил подобную установку для выявления и измерения поперечного доплер-эффекта.

Отношение Эйнштейна к квантовой механике, особенно его дискуссия с Бором, уже неоднократно анализировались. Поэтому мы приведем лишь относящиеся к этому вопросу выдержки из писем Эйнштейна Зоммерфельду.

«Из новых попыток получить более глубокую формулировку квантовых законов мне больше всего нравится принадлежащая Шредингеру. Если бы только удалось

¹ H. Billig. Ein Interferenzversuch mit dem Lichte eines Kanalstrahles. Ann. d. Phys., 1938, 32, S. 577—592. См. также: У. И. Франкфурт, А. М. Френк. Теория относительности и некоторые вопросы оптики движущихся тел. В сб. «Эйнштейн и развитие физико-математической мысли». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 235 и др.

² G. Otting. Der quadratische Dopplereffekt. Phys. Zs., 1939, 40, S. 681—687.

пересадить введенные там волновые поля из n -мерного координатного пространства в 3-х, соответственно 4-х мерное! Теории Гейзенберга — Дирака заставляют меня восхищаться, но для меня они не пахнут реальностью». (21 августа 1926 г.).

«Выводы из теории Шредингера производят большое впечатление, и все-таки я не знаю, идет ли речь о чем-то соответствующем некоторой стороне истинно происходящего! Действительно ли мы приблизились к разгадке тайны?» (28 ноября 1926 г.).

«О квантовой механике я думал, что она содержит относительно весомой материи примерно столько же правды, сколько теория света без квантов. Правильная теория со статистическими законами недостаточна для понимания элементарных процессов». (9 ноября 1927 г.).

«Вапу книгу о волновой механике нахожу прекрасной. Но все развитие меня не удовлетворяет, несмотря на большие результаты.» (14 августа 1930 г.).

Эта похвала относится ко второму тому книги Зоммерфельда «Строение атома и спектры», вышедшей впервые в издании 1930 г. Отношение самого Зоммерфельда к квантовой механике и вопросам ее интерпретации было несколько иным. По словам Лауэ, «в отношении этих вопросов Зоммерфельд по всему складу своего мышления никогда не занимал определенной позиции. Но он сразу принял волновую механику и принцип исключения Паули и весьма плодотворно разработал из них теорию металлической проводимости...»¹

¹ М. Л а у э. Статьи и речи. Изд-во «Наука», 1969, стр. 207.

ОБСУЖДЕНИЕ ДОКЛАДОВ НА СОЛЬВЕЕВСКОМ КОНГРЕССЕ 1911 г.¹

ОБСУЖДЕНИЕ ДОКЛАДА КНУДСЕНА «КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СОВЕРШЕННЫХ ГАЗОВ»

Нернст замечает по поводу закона распределения Максвелла, что закон столкновения должен быть изменен даже для одноатомных газов вследствие теории квантов, ибо иначе следовало бы недопустимое излучение в случае заряженных молекул газа; может быть, результат Кнудсена, согласно которому при столкновении молекулы с твердой стенкой все направления отражения равновероятны, дает нам некоторую идею об этом. Можно вообразить, что при столкновении двух молекул газа они вращаются друг около друга по окружностям и затем расходятся; надо бы посмотреть, дает ли расчет в этих условиях точную форму, найденную Максвеллом для закона распределения скоростей, или лишь аналогичную форму.

Эйнштейн.— Если кажется несомненным, что наша механика не применима к тепловым колебательным движениям атома, то трудно подвергнуть сомнению справедливость закона распределения Максвелла для поступательного движения газовых молекул при достаточно больших свободных пробегах; ибо доказательство закона Максвелла основывается лишь на теоремах импульса и энергии для элементарных столкновений, и эти теоремы

¹ Из книги: P. L a n g e v i n et M. de B r o g l i e. La theorie du rayonnement et les quanta. Gauthier — Villars. Paris, 1912.

остались бы верными, если даже наша механика не сохранила бы справедливость в продолжение элементарного столкновения. Однако закон Максвелла, вероятно, не применим, когда при данной температуре длины пробегов слишком малы, ибо в этом случае молекула описывает зигзагообразную траекторию, что представляет род колебательного движения, не подчиняющегося закону равномерного распределения.

В а р б у р г. — Кундт и Варбург исследовали свойства газового слоя с одним линейным размером, весьма малым по сравнению со средним пробегом (Wied. Ann. CLV, 1875, p. 352, § X). Аналогичный случай реализуется, когда в неопределенном газовом пространстве находится твердое или жидкое тело, линейные размеры которого весьма малы по сравнению со средним пробегом. В этом случае взаимные столкновения газовых молекул между собой не играют никакой роли и не действуют на тело. Рассмотренный Кнудсенем случай теплопроводности на поверхности очень тонкого цилиндра, замкнутого на себя, в концентрическом, цилиндрическом очень большом пространстве, сводится к тому же, так как диаметр огражденного пространства не играет роли. То же относится к падению малого шара в разреженном газе, о котором говорил Кнудсен, в том же предположении, что радиусы внутреннего цилиндра и шара бесконечно малы по сравнению со средним пробегом. Позволю себе заметить, что последний случай представляет интерес для метеорологии. После извержения Кракатау были видны облака на высоте от 20 до 80 км. Так называемые серебристые облака держатся на еще большей высоте: 100—130 км. На высоте в 40 км давление атмосферного воздуха равняется 1,9 мм. Воздух там состоит еще преимущественно из кислорода и азота, так что средний пробег равняется примерно $39 \cdot 10^{-4}$ см. Следовательно, шар с радиусом 10^{-4} см должен бы падать гораздо быстрее, чем получается по закону Стокса¹.

¹ По поводу замечания Варбурга о пыли в высшей атмосфере я хотел бы указать, что Флетшер (Phys. Rev., 1911) смог изучить броуновское движение маленьких капель масла, электрически подвешенных в газе довольно низкого давления. Я сам, со своей стороны, смог наблюдать дымы, удерживающиеся в воздухе при давлении в 1—2 мм ртутного столба; броуновское движение кажется несколько сильнее, чем при обычном давлении, но самое

Перрен спрашивает, учли ли нежесткость сферических капель; должно начаться внутреннее движение и вязкость жидкости должна играть некоторую роль.

Кнудсен.— Не думаю, что это имеет большое значение. В экспериментах, о которых я говорил, применялись лишь жесткие стеклянные шары.

Резерфорд обращает внимание на то, что применение закона Стокса к падению шаров приводит к значениям сравнительно преувеличенным для элементарного заряда e . Хотя Куннингам и другие авторы предлагали поправки, по-видимому, здесь кроется другая причина ошибок, до сих пор не учтенная.

Перрен.— Милликен отмечал, что его результаты согласовались с одной из гипотез, дозволенных формулой Куннингама; но ему не было надобности использовать эту теорию, и он ограничился допущением, что реальная скорость получается при умножении скорости по закону Стокса на $(1 + A \frac{\lambda}{R})$; он нашел, таким образом, что значение 0,8 для A обеспечивает постоянное число для e , независимо от используемой капли; Перрен добавляет, что эксперименты Милликена, повторенные в его лаборатории Рус шаровыми твердыми и переохлажденными каплями серы, дали число (не обработанное) меньшее, чем у Милликена.

Бриллуэн.— На самом деле приходится определять положение асимптоты, пользуясь частью кривой. Пока известная часть несколько далеко от предела, экстраполяция довольно сомнительна и оставляет место для неопределенности, которую можно устранить лишь точной теорией.

Кнудсен.— Эксперименты, осуществленные в моей лаборатории, дали для A формулы Куннингама значение не постоянное, а меняющееся с λ/R . Мы нашли $A = 0,68 +$

интересное, пожалуй, сам факт стойкости этого подвешивания в разреженном газе. (*Comptes rendus*, 1912, 154, p. 112). (*Прим. М. де Бройля*).

+ $0,35e^{-1,85R\lambda}$; могу добавить, как мне кажется, что опыты Кеегана подтверждают эти результаты.

В а р б у р г.— При высоких давлениях, о которых идет речь в экспериментах, достаточно, пожалуй, ввести коэффициент скольжения, обратно пропорциональный давлению, и определить его, варьируя умеренно давление ¹.

Б р и л л у э н.— Может быть, жидкие капельки при каждом молекулярном столкновении достаточно деформируются, для того чтобы испытываемое ими среднее сопротивление отличалось от сопротивления, испытываемого средней сферой, и больше походило на то, которое испытывает сферическое тело, часто и значительно деформирующееся.

Э й н ш т е й н.— Деформация малых капелек порядка рассматриваемой величины из-за столкновений, обусловленных тепловым движением, невозможна из-за больших капиллярных сил; нет отклонения от термодинамического равновесия, превышающего среднее значение, соответствующее механической энергии $RT/2N$, равной третьей части средней кинетической энергии газовой одноатомной молекулы.

П л а н к.— Не является ли возможным, что постоянная Стокса несколько различна для заряженных и нейтральных тел; хотя газовые молекулы не имеют суммарного заряда, все же они содержат положительные и отрицательные частицы; возможно, что при ударе газовой молекулы о заряженное тело это обстоятельство играло бы некоторую роль.

Р у б е н с.— Мне кажется желательным повторить измерения Милликена в одноатомном газе (аргон, гелий), для которого кинетическая теория более проста. Было бы также интересно повторить эти исследования над газами, молекулы которых считаются электрически поляризованными, судя по их оптическим свойствам, как, например, HCl. Частицы электрически заряженные, движение которых наблюдается, испытывали бы тогда, кроме механиче-

¹ См. Wied. Ann., CLV, 1875, p. 542.

ского трения, род электрического трения со стороны газовых молекул.

Л а н ж е в е н.— Я думаю, что можно учесть электрический заряд капли и его действие на газовые молекулы расчетом, аналогичным тому, который я провел для подвижности ионов. Мне кажется, в случае маленьких капель с малым радиусом по сравнению со средним пробегом можно получить заметное изменение формулы.

Г-жа К ю р и.— Это увеличило бы скорее значение e .

В и н.— Может быть, возможно решить экспериментально, соответствует ли движение заряженной частицы другому коэффициенту трения, чем у незаряженной частицы. В опытах Милликена маленькие капельки масла заряжаются внезапно в ионизированном газе; в отсутствие электрического поля должно бы наблюдаться внезапное изменение скорости падения, когда частица фиксирует ион.

Б р и л л у э н.— Кнудсен имел превосходную идею предпринять экспериментальное углубленное изучение феноменов, в которых встреча газовых молекул не играет почти никакой роли. В таком случае самыми важными являются столкновения с молекулами стенок, и, чтобы подойти к теории этих феноменов, надо перестать рассматривать стенку как гладкую поверхность; надо рассматривать удары газовых молекул против этого рода булыжной мостовой, которую образуют молекулы твердой стенки. В эту теорию войдет сумма радиусов молекул газов и стенки, если удовлетвориться уподоблением молекул твердым шарам; если глубже проникнуть в динамические соображения, то в теорию этих столкновений войдет постоянная C_{12} Сутерланда для молекул обоих типов. Известно, как трудны, как только отходят от окружающей температуры, диффузионные эксперименты, единственные, которые могут определить эту постоянную для двух молекул газа. Для газа и твердого тела, эксперименты типа экспериментов Кнудсена, осуществленные в широком интервале температур, легко определяют эту постоянную, столь важную для исследования законов взаимодействия молекул.

Л о р е н ц.— Рассчитал ли Кнудсен разности температур, о которых он говорил в § 9?

К н у д с е н.— Мои опыты над разностями температур, которые устанавливаются в пористых стенках из-за прохождения газа, не были осуществлены так, чтобы дать абсолютные значения. Поэтому я не пытался предсказать теоретически величину этих разностей.

Л и н д е м а н замечает, что, может быть, измеряя коэффициент аккомодации газа на различных веществах и при различных температурах, окажется возможным сделать выбор между первой и второй гипотезами Планка. Согласно первой гипотезе, коэффициент аккомодации газа с веществом большой частоты должен быть малым при низких температурах, а согласно новой теории, должно быть иначе.

ОБСУЖДЕНИЕ ДОКЛАДА ПЕРРЕНА «ДОКАЗАТЕЛЬСТВА МОЛЕКУЛЯРНОЙ РЕАЛЬНОСТИ»

Л и н д е м а н спрашивает, рассматривал ли Перрен, в качестве причины возможной ошибочности его результатов, радиационное давление, обусловленное освещением; при таких малых размерах, как у рассматриваемых частиц, давление радиации может иметь значение достаточно большое по сравнению с тяжестью.

П е р р е н.— Давлением радиации можно пренебречь: 1) потому что мгновенное освещение не может изменить распределение; 2) потому что результат, по-видимому, не зависит от интенсивности света.

Л о р е н ц.— Любопытно ¹ отметить, что гипотеза Дж. Дж. Томсона относительно природы атомов (сферы положительного электричества) приводит точно к тому же значению K , что и гипотеза идеально электропроводных сфер.

Э й н ш т е й н.— Я хотел бы заметить, что Вайсс, из Праги, смог показать, почему Эренгафт получил такие маленькие значения e . Вайсс исчислил заряд частиц се-

¹ Доклад Перрена, стр. 162, примечание.

ребра в воздухе, комбинируя измерения их броуновского движения и их подвижность в электрическом поле, и получил значения e , согласующееся с полученными другими методами. Он показал, что для этих частиц не существует простого отношения между скоростью падения под действием тяжести и подвижностью, откуда вытекает, что эти частицы должны иметь очень неправильную форму. Итак, результаты Эренгафта призрачны, поскольку нельзя заключить о массе таких частиц, исходя из наблюдения их скорости падения.

Л а н ж е в е н.— Метод, использованный Вайссом для определения заряда частиц, очень близок к методу Таузенда, сравнивавшего подвижность с коэффициентом диффузии; здесь наблюдение броуновского движения заменяет измерение коэффициента диффузии, с которыми оно связано, и применимо, когда коэффициент диффузии чрезвычайно мал или когда трудно наблюдать его непосредственно.

П е р р е н.— Я только что говорил это Эйнштейну, когда, частным порядком, он информировал меня об интересных измерениях Вайсса.

Г а з е н е р л ь.— Считаю нужным установить, что Прицбам никогда не присоединялся к мнению Эренгафта. Никогда он не полагал, что его эксперименты не совместимы с существованием элементарного электрического заряда.

Г-жа К ю р и.— Совпадение результатов Регенера и Резерфорда для значения e можно было бы объяснить допущением, что остаток от атома полония после излучения частицы α (атом свинца?) эмитируется без заряда. Если бы все эти частицы эмитировались с элементарными зарядами, то число Регенера должно бы превышать в полтора раза число Резерфорда, при допущении, что считали сцинтилляции только частиц α .

П е р р е н.— До того как изучили появление лучей α' , я предполагал (Конгресс радиологии, 1910), что они искажали результат Регенера. Позже нашли положительный заряд, в частности, для радия А. Я считаю вероят-

ным, что он имеется также у свинца, выброшенного, как полагают, полонием, и вообще всякий атом, брошенный с большой скоростью, если он не был уже заряжен, должен ионизироваться при первом же столкновении с любой молекулой.

Из допущения заряда у частиц α' , не следует неизбежно, что полученный заряд повышается на столько, как говорит г-жа Кюри. В самом деле, не все снаряды α' пройдут обязательно активный слой полония, и последний может не иметь постоянную толщину; если материя расположена небольшими неправильными сгустками, то снаряды α' , образованные внутри их, не смогут выйти из-за недостаточной проникающей способности. Разность чисел 4,2 и 4,8 предполагает, что лишь 10 из образованных 100 снарядов α' проникают в цилиндр Фарадея.

ОБСУЖДЕНИЕ ДОКЛАДА НЕРНСТА

«ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ КВАНТОВ

К РАЗЛИЧНЫМ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИМ ПРОБЛЕМАМ»

I

К а м е р л и н г - О н н е с. — Мне кажется, что следует приписать конечный объем молекулам или атомам твердых тел. Это необходимо при желании рассматривать жидкое и твердое состояния с единой точки зрения. Так поступают, когда объединяют три агрегатных состояния одним фундаментальным уравнением Гиббса, даже в том случае, когда эти три состояния лишь приближенно представлены схематической поверхностью Гиббса. Хорошо бы сохранить полученную таким образом красивую общую концепцию. Объемная протяженность атомов (например, аргона) в жидком состоянии становится вероятной из-за закона атомных объемов Коппа и определяется коволюмом b Ван дер Ваальса. Объемная протяженность атомов играет также роль, с точки зрения распределения сил, оказываемых атомами жидкости друг на друга. Эти силы как будто берут начало от поверхности способом, напоминающим концепцию чувствительных частей Больцмана, что, впрочем, не исключает возможности возникновения некоторого действия внутри атома,

Атомы кажутся, более или менее длительное время, сцепленными друг с другом чувствительными точками; в твердом состоянии это может привести к системам, играющим роль при расширении и сжатии. Это могут быть те же силы, выражение вириала сил сцепления которых в жидком состоянии дает средний вириал, согласно закону распределения Больцмана.

Эти концепции рассмотрены более подробно в статье Кеезома и моей об уравнении состояния, которая появится скоро в «Энциклопедии математических наук».

Отклонения от закона соответствующих состояний могут также быть поняты концепцией атомов, имеющих заметный объем и действующих друг на друга поверхностными силами.

Для нормальных веществ в порядке их критических температур имеется прогрессивное изменение форм поверхности, представляющей уравнение состояния, при переходе от веществ с высокой температурой к веществам с низкой критической температурой; линия, отделяющая площадки, соответствующие жидкости и пару, претерпевает систематическое изменение, из которого можно вывести известные отклонения давления пара, скрытой теплоты, диаметра от закона соответствующих состояний.

Свойства молекул, проявляющиеся, согласно вышеизложенной концепции, различиями форм и распределения сил на поверхности, теряются в средних значениях при более высоких температурах (которые должны также быть повышенными после их снижения, если особые свойства молекул столь развиты, что влекут полимеризацию). Тогда справедлив закон механического подобия, как показано в вышеупомянутой статье, откуда следует закон соответствующих состояний. При низких температурах свойства молекул имеют следствием условия, подчиняющиеся теореме Нернста и приводящие к большим отклонениям от этого закона.

Л о р е н ц высказывает сомнения по поводу разложения колебания на три круговых колебания. Разложение на три перпендикулярные оси представляется немедленно, но нельзя сказать то же самое о разложении, примененном Нернстом.

Разумеется, нельзя ничего возразить, если речь идет лишь об общем представлении, так сказать, символиче-

ском движении. Но могут возникнуть затруднения при желании приписать этим круговым колебаниям некое важное значение.

П л а н к.— Я хотел бы заметить, что, по моему мнению, всякое эллиптическое колебание, в котором равные секторы проходятся за равные времена, может быть разложено на три однородных круговых движения в трех прямоугольных плоскостях с одинаковым периодом, ибо мы располагаем шестью необходимыми параметрами.

Л о р е н ц.— Планк совершенно прав; все же разложение на круговые движения остается несколько искусственным ¹.

Э й н ш т е й н.— Неоднократно говорили, что применение гипотезы квантов к системам с более чем одной степенью свободы сталкивается с формальными затруднениями как при рассмотрении квантов в качестве количеств энергии, так и при рассмотрении их в качестве неделимых областей фазовых объемов; если изменить выражение статистической механики для средней энергии \bar{E} трехмерного осциллятора

$$\bar{E} = \frac{\int E^3 e^{-E/kT} dE}{\int E^2 e^{-E/kT} dE},$$

заменяв \int через Σ , в которой E принимает последовательные значения $0, h\nu, 2h\nu, \dots$, то не получается трехкратная энергия линейного осциллятора Планка.

Таким образом, теория квантов, в ее настоящем виде, приводит к противоречию, как только пытаются ее применить к системам с несколькими степенями свободы.

Л а н ж е в е н.— Действительно, когда предполагают, что электрон вынужден двигаться по прямой, условия весьма отличаются от тех, которые имеют место для свободного электрона; в частности, нет более сопротивления,

¹ Действительно, данное эллиптическое колебание может быть разложено на три круговых колебания в трех взаимно перпендикулярных плоскостях, для которых произвольно предписывается направление движения. Однако энергия данного колебания не равна сумме энергий трех компонентов.

пропорционального скорости; под действием совершенно диффузного излучения исчезает член затухания Эйнштейна.

Линдеман отмечает, что формула Эйнштейна была разработана для линейного осциллятора. Эйкен разработал формулу для автоматической теплоты трехмерного осциллятора, но он нашел, что эта формула согласуется с экспериментом не лучше, чем формула Эйнштейна.

II

Рубенс.— Если хотят вычислить затухание молекулярных колебаний, исходя из распределения энергии оставшихся лучей, надо помнить, что при n отражающих поверхностях интенсивность φ_λ в спектре оставшихся лучей равна $\varphi_\lambda \rho^n$, где φ_λ — интенсивность в спектре источника использованного света, а ρ — коэффициент отражения поверхностей для длины волны λ . Кривая, представляющая коэффициент отражения в функции от длины волны, должна показать менее резкий максимум, чем представляющая распределение энергии по оставшимся лучам. Надо добавить, что коэффициент отражения связан с коэффициентом преломления n и коэффициентом затухания g формулой

$$\rho = \frac{(n - 1)^2 + g^2}{(n + 1)^2 + g^2}.$$

Наблюдаемое изменение ρ влечет за собой относительно меньшее изменение g , являющееся истинным коэффициентом затухания. Можно все же уверенно утверждать, что формула, использованная Нернстом и Линдеманом для представления удельных теплоемкостей, не может объясняться, как предлагает Эйнштейн, одной только сильно затухающей полосой. Требовалось бы значительно более сильное затухание, чем наблюдаемое. На рис. 10 (доклад Нернста) ход коэффициента отражения NaCl (каменная соль) представлен как функция длины волны; кривая вычерчена по осуществленным до сих пор экспериментам с остающимися лучами NaCl, CaF₂ (плавиковый шпат), KCl (сильвин), KBr и очень длинными волнами, изолированными с помощью кварцевых линз излучения колпач-

ка Ауэра. Видно, что металлическое отражение простирается довольно далеко: до 40—70 μ .

Большое значение коэффициента отражения, найденное для еще больших длин волн, обязано почти целиком индексу преломления, соответствующему волнам, расположенным по этой стороне полосы поглощения. Для $\lambda = 108 \mu$ каменная соль уже достаточно прозрачна при толщине в 1 мм, и индекс преломления весьма мало отличается от предельного значения для волн бесконечной длины. Значение $\rho = 0,22$, соответствующее предельному значению $n = 2,4$, достигается асимптотически кривую.

Во всяком случае рис. 10 показывает, что нельзя ожидать ни второй полосы металлического поглощения в каменной соли для $\lambda = 104 \mu$, ни допустить полосы столь широкой, что ее центр тяжести одинаково отдален от 52 μ и 104 μ . В сильвине область металлического отражения еще более ограничена, чем в каменной соли; затухание колебаний в этом случае безусловно намного меньше, чем в предыдущем примере.

Для ответа на вопрос, могут ли области металлического отражения испытывать заметные изменения ширины или положения при низких температурах, я предпринял эксперименты совместно с М. Г. Герцем. Оказалось, что ход и величина отражательной способности в двойной полосе $\lambda_1 = 8,85 \mu$, $\lambda_2 = 9,05 \mu$ кварца почти не искажается при охлаждении кварцевого зеркала до температуры жидкого воздуха ($T = 21^\circ \text{K}$)¹.

Однако эти эксперименты, естественно, не дают никакой информации об изменении периода и затухания нейтральных частиц при низких температурах.

Э й н ш т е й н.— Можно было бы ожидать, согласно обычной механике, что затухание колебаний ионов, оптически наблюдаемое, окажется независимым от температуры. Если предположить, что в твердых телах атомы связаны упругими силами, то уравнения движения, согласно механике, суть дифференциальные уравнения, линейные

¹ Новые эксперименты, осуществленные Герцем и мною для определения поглощения плавикового шпата, каменной соли и сильвина при различных температурах, показали, что в области самых больших длин волн ширина полос поглощения сильно увеличивается с температурой.

и гомогенные, так что получалось бы другое решение при умножении перемещений на постоянную без необходимости изменения их выражения как функции времени. Из этого следует, что величина отклонения при монохроматизме колеблющихся частиц независима от температуры; странно, что это следствие механики, по-видимому, справедливо, в то время как интерпретировать теплопроводность механикой, кажется, невозможно.

П у а н к а р е. — Как объяснить утоньшение полос поглощения в кристаллах при низких температурах, как показывают эксперименты Жана Бекереля?

Не являются ли уравнения движения электронов линейными, как уравнения движения атомов?

Л а н ж е в е н. — Однако вообще считают, что оптические феномены внутри атома независимы от температуры и, наоборот, что она играет роль в феноменах, в которых участвуют несколько молекул. Довольно парадоксально, что здесь происходит обратное: колебания оставшихся лучей, обязанные взаимодействиям молекул, были бы независимыми от температур, в то время как спектры поглощения редких земель, связанные с внутренними действиями молекулы, изменяются с температурой.

Г а з е н е р л ь. — Частота элементарного осциллятора не может быть точно постоянной. Если энергия превышает известный предел, частота меняется с энергией. Трудно согласовать это соображение с теорией квантов. Не может ли быть так, что эта изменчивость частоты оказывает такое же влияние на наблюдаемые феномены, как и затухание?

Р е з е р ф о р д. — Имеются ли другие способы интерпретировать ход кривых, представляющих удельные теплостойкости при низких температурах; нельзя ли это объяснить соображениями полимеризации?

Н е р н с т. — Я не думаю, что химические реакции возможны при столь низких температурах, и не вижу, как можно объяснить кривые полимеризацией.

Э й н ш т е й н. — Объяснение понижения удельных теплостойкостей при низких температурах гипотезой жестких

связей между атомами (что уменьшает число степеней свободы) недопустимо, так как твердые тела утратили бы способность к деформации; сжимаемость исчезла бы при $T = 0$ и инфракрасные собственные колебания становились бы все менее наблюдаемыми оптически при приближении к абсолютному нулю, что противоречит опыту¹.

III

П у а н к а р е.— Для кварца мы имели формулу с дробными коэффициентами; почему коэффициенты дробные?

Н е р н с т.— Эти дробные коэффициенты объясняются гипотезой, что молекула не SiO_2 , а $(\text{SiO}_2)^n$, например, $n = 3$. Впрочем, сильная полимеризация вероятна по другим причинам в случае кварца.

Л о р е н ц.— Различные члены в формуле удельной теплоемкости должны рассматриваться, как мне кажется, как принадлежащие каждой группе молекул, характеризующейся особой частотой.

П у а н к а р е.— В формуле

$$c_p - c_v = AT^{2/3}$$

как определяется A , эмпирически?

Н е р н с т.— Значение A может быть вычислено теоретически, как показали Линдеман и я (*Zeitschr. für Elektrochemie*, 1911, p. 820); в этой же работе имеются более точные формулы.

Г-жа К ю р и.— Кривые имеют ход, подобный тому, который получается при комбинации, по крайней мере, двух членов вида $Ce^{-\lambda T}$. Можно заметить, что имеется значительная аналогия между экспериментальными кривыми Нернста и некоторыми кривыми, получаемыми в радиоактивности и могущими быть представленными вычитанием постоянной из разностей двух экспоненциальных членов указанного вида.

¹ Удельная способность индуцировать стремилась бы к единице при приближении температуры к абсолютному нулю. При той же гипотезе ультрафиолетовые собственные периоды не должны бы, при обычной температуре, оказывать какое-либо влияние на индекс преломления и на удельную способность индуцирования. (Прим. Эйнштейна.)

Н е р н с т. — Когда применяют другую формулу, чем предложенную Миндемано и мной, согласованность с оставшимися лучами исчезает (для KCl , $NaCl$ и т. д.). В этом мы видим основное преимущество нашей формулы.

IV

В и н. — Я хотел бы подчеркнуть одно затруднение, вызываемое гипотезой о разности между потенциальной и кинетической энергией. Несомненно, можно делать подобное предположение для феноменов, не согласующихся с уравнениями Гамильтона, но для вывода формулы излучения необходимо основывать отношение между эмитированной энергией и энергией осциллятора на уравнениях механики; отсюда следует для простых колебаний примерное равенство потенциальной и кинетической энергии, если затухание слабое.

К а м е р л и н г - О н н е с. — Формула Нернста и Линдемана может быть объяснена наличием двух видов колебаний, в предположении, что молекулы или атомы в одноатомных металлах могут колебаться под влиянием, по меньшей мере, двух различных молекулярных связей. В ансамбле достаточно большого числа молекул возможны два вида колебаний, одного продольного и другого поперечного. Рубенс настаивал на том, что рассматриваемые здесь колебания существуют в ансамблях молекул. Если предположить, что молекулы или атомы имеют объемное протяжение и что они удерживаются на своей поверхности воздействиями, определяющими упругость и тепловое расширение, можно представить себе в простых случаях возможность двух видов колебаний в ансамбле небольшого числа молекул. Тогда нет необходимости, мне кажется, чтобы колебания, на которые Эйнштейн разлагает колебания атомов, были одинакового рода и одной частоты; можно, например, предположить, что два из этих колебаний типа поперечных, а третье типа продольного.

Отношение этих частот было примерно $\sqrt{5}$ (может быть меньше, но не намного); это число получается вычислением частот молекул методом Маделунга, с постоянной Пуассона, равной 0,25; расчет проводится последовательно для колебаний поперечных и продольных.

Я хотел бы сразу заметить, что не получил количественного согласия с этой идеей, выдвинутой в качестве пробной, что остается объяснить, почему медленные колебания обязаны нейтральным атомам, и что имеется значительно больше трудностей для объяснения гальванического сопротивления, чем в предположении одной лишь частоты, равной половине тех, которые соответствуют удельным теплоемкостям; я хотел просто обратить внимание на мысль, что могут быть два вида колебаний молекулы.

Эйнштейн. — Формула Нернста и Линдемана представляет, несомненно, крупный шаг вперед, но я придерживаюсь мнения, что не следует ее рассматривать иначе, чем эмпирической формулой; вполне очевидно, а priori, что атомы твердых тел не могут вести себя точно так, как резонаторы с бесконечно малым затуханием; я усматриваю причину расхождения между опытом и теорией в том, что колебания атомов не совсем монохроматичны. Более точное исследование показало бы, можно ли поддерживать эту точку зрения.

Линдман отмечает, что формула Нернста и Линдемана всегда согласуется с экспериментом, когда исследуемое вещество кристаллизуется в правильную кубическую систему; иначе обстоит дело, когда вещество кристаллизуется в другую систему; он настаивает на возможности предположения, что присутствие двух членов Эйнштейна с частотами, отличающимися на октаву, может иметь геометрическую причину. Это имело место, например, в предположении, что междуатомные силы направлены; в этом случае, при квадратном расположении, можно предположить, что атом может колебаться по диагонали или параллельно сторонам квадрата.

Колебания в одном из этих двух направлений не давали бы оптического эффекта, если в этом направлении ионы поочередно положительны и отрицательны.

Конечно, в этой гипотезе имеются большие трудности для получения маятниковых колебаний и равенства кинетической и потенциальной энергии; все же предположение, содержащееся неявно в формуле Эйнштейна, что осциллятор не может производить обмена колебательной энергии относительно одной оси с колебательной энергией

относительно других осей, могло бы согласоваться с предыдущими соображениями.

Э й н ш т е й н. — Если силы, обуславливающие колебания, пропорциональны расстоянию от положения равновесия, то из условий симметрии кубической системы следует, что материальная точка, по законам механики, не может иметь двух частот.

П у а н к а р е. — Имеются ли достаточно точные эксперименты с газами при низкой температуре?

Н е р н с т. — Для молярной теплоемкости воздуха при обычной температуре найдено теоретическое значение Больцмана; при низкой температуре найденное значение мало отличается.

П у а н к а р е. — Нернст предвидит, что при температуре еще более низкой будет отклонение; удельная теплоемкость воздуха стремилась бы к теплоемкости одноатомных газов¹. Какая будет соответствующая частота ν ?

Н е р н с т. — Переменная частота ν определяется энергией вращения и размерами молекулы. Трудности применения теории квантов к этому случаю действительно велики.

Р е з е р ф о р д спрашивает, были ли удельные теплоемкости газов измерены в каждом состоянии: газовом, жидком и твердом; эти измерения прояснили бы атомный механизм.

К а м е р л и н г - О н н е с. — По поводу замечания Нернста о важности измерений удельной теплоемкости водорода в газовом и жидком состояниях я хотел бы отметить, что Кеезом и я давно уже делаем измерения для

¹ Это предположение было впоследствии подтверждено исследованиями Эйкена; он нашел для водорода, при температурах 30—60° К, удельную теплоемкость $3/2 R$, соответствующую одноатомным газам, вместо $5/2 R$, как при обычной температуре. Уменьшение удельной теплоемкости, впрочем, происходит быстрее, чем предвидит теория. (Прим. Нернста, февраль 1912.)

жидкого водорода. Мы уже опубликовали результаты по измерениям скрытой теплоты испарения водорода, относящиеся к той же серии исследований (Naturh. en Geneesk—Congres, Groningen, 1911).

Так как мы подсчитали, согласно красивой теории удельных теплоемкостей Нернста, что удельная теплоемкость водорода должна иметь большие отклонения в сторону одноатомных газов при 14° К, мы предприняли также определение этого значения; применение адиабатического расширения не решило вопрос, наблюдаемо ли вычисленное отклонение, но с аппаратом для применения метода Кундта мы получили уже результаты весьма обнадеживающие.

Э й н ш т е й н.— Исследования оптических свойств двухатомных газов, имеющих электрический момент, представили бы огромный интерес, ибо таким образом можно было бы найти статистический закон вращений, рассматривая отношения между коэффициентами эмиссии и частотой, или, при заданной частоте, отношение между коэффициентом эмиссии и температурой. (Однако пришлось бы применить законы электродинамики.)

Л а н ж е в е н.— Я хотел бы заметить, что присутствие в молекулах газа диполей с длиной, сравнимой с молекулярными размерами, привело бы к очень высокой удельной индукционной способности, обусловленной ориентацией этих диполей в электрическом поле. По крайней мере, для газовых элементов ничего подобного не должно иметь места, поскольку полностью учитываются диэлектрические свойства этих газов; кроме того, мы предполагаем, вместе с Клаузиусом, проводящие молекулы без предварительной поляризации. Тогда, как уже говорили вчера, все гипотезы о структуре поляризуемых молекул, без постоянного электростатического момента, приводят к тому же результату.

У

Л и н д е м а н излагает результаты Корефа, применившего формулу $\nu = C \sqrt{I_s/mV^{2/3}}$ к серии соединений, средние атомные теплоты которых он измерил. Так как в

большинстве случаев можно считать, что объемы атомов аддитивны, можно вычислить частоту элемента в соединении по формуле $\nu_1 = \nu_2 \sqrt{T_{s1}/T_{s2}}$, если ν_2 — известная частота в элементарном состоянии или в другом соединении. Интересно отметить, что частота кремния в карбиде кремния намного больше, чем в элементарном состоянии, ибо температура плавления намного выше. Из этого следует, что при температурах ниже 80° молярная теплоемкость SiC должна быть меньшей, чем атомная теплота кремния, и, действительно, Рассел это нашел. Найдено также поразительное подтверждение со многими другими соединениями.

VI

Эйнштейн. — Хотел бы отметить, что, по моему мнению, нельзя вывести теорему Нернста из того, что удельные теплоемкости исчезают вблизи абсолютного нуля; все же ее справедливость становится от этого более вероятной; вопрос в том, может ли система, при достаточной близости к абсолютному нулю, переходить из состояния *A* в состояние *B* обратимым и изотермическим образом без обмена теплоты; это нельзя вывести из слабости молекулярного движения, ибо переход из *A* в *B* мог бы осуществиться при малом остаточном тепловом движении и мог бы соответствовать большому обмену теплоты, огромному по сравнению с наличной энергией движения; в этом случае переход системы из состояния *A* в состояние *B* был бы совершенно невозможным при абсолютном нуле. Теорема Нернста сводится к изложению гипотезы, впрочем, вполне правдоподобной, что изменение от *A* к *B* всегда возможно чисто статистическим образом, с точки зрения молекулярной механики.

Лоренц. — Раньше я верил, что можно доказать термодинамическую теорему Нернста, основываясь на быстром убывании, указанном теорией Эйнштейна, кинетической энергии, содержащейся в теле вблизи абсолютного нуля. Замечание, которое сделал сейчас Эйнштейн, показало мне теперь, что в это доказательство вошла дополнительная гипотеза, возможно, неверная, а именно, что влияние кинетической энергии на равновесие двух фаз

имеет порядок величины, сравнимый с самой этой энергией. Если допустить, что в силу своей концентрации в конечных элементах энергия может иметь влияние, порядок величины которого намного больше ее значения, то доказательство, о котором идет речь, мне кажется несостоятельным.

Н е р н с т отмечает, что он не может понять, почему сомневаются в возможности применения обычной теории потенциальной энергии к случаю очень низких температур, где, по теории квантов, число атомов в движении чрезвычайно мало по сравнению с числом покоящихся атомов.

Э й н ш т е й н.— Большая теплопроводность изоляторов не объяснима ни в обычной механической теории, ни в гипотезе квантов энергии. По каждой из этих концепций энергия колебания атома не должна распространяться далее непосредственно близких атомов за время полупериода колебания, и надо считать два последовательных такого рода переноса энергии независимыми событиями. Такая точка зрения приводит к очень низким значениям теплопроводности, и поэтому кажется, что при низких температурах тепловое движение не имеет характера полной несогласованности.

ОБСУЖДЕНИЕ ДОКЛАДА ЗОММЕРФЕЛЬДА «ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ КВАНТА ДЕЙСТВИЯ К МОЛЕКУЛЯРНЫМ НЕПЕРИОДИЧЕСКИМ ФЕНОМЕНАМ»

§ 1

Э й н ш т е й н.— Мне кажется, что интерпретация Зоммерфельда физического значения постоянной Планка h представляет трудность, ибо функция $T - U$ не может предполагаться равной 0 для свободно движущейся частицы; так что существование свободной частицы делится, так сказать, на части, соответствующие квантам действия, способом, зависящим от скорости системы координат.

П у а н к а р е хотел бы поставить Зоммерфельду следующие вопросы:

1. Функция U определена с точностью до постоянной, выбор которой произволен. Как нужно делать этот выбор?

2. Если имеются несколько степеней свободы, функция U может зависеть любым образом от координат различных взаимодействующих молекул. Если в вычислении кванта действия рассматривают отдельно каждую молекулу, как определить часть U , принадлежащую той или другой из этих молекул?

3. Как согласуется новый принцип с принципом равенства действия и противодействия; если две молекулы m и m' взаимодействуют, то

$$mv = m'v',$$

откуда

$$mv^2 < m'v'^2, \text{ если } m > m',$$

если тогда

$$mv^2\tau = m'v'^2\tau' = \frac{h}{2\pi},$$

получится

$$\tau > \tau',$$

так что если пушка и снаряд свелись бы к одной молекуле, то пушке потребовалось бы больше времени для откатки, чем снаряду для приобретения своей скорости. Принцип реакции был бы тогда верен лишь статистически; та же трудность имеет место в концепции Планка.

В и н. — Принцип равенства действия и противодействия был бы спасен с учетом электромагнитных количеств движения при допущении, одновременно с гипотезой квантов действия, справедливости электромагнитных уравнений.

З о м м е р ф е л ь д. — По поводу вопросов Пуанкаре я хочу сделать следующие общие замечания. Я весьма далек от желания изложить принцип, пригодный во всех случаях. До сих пор мое намерение, скорее всего, было действовать ощупью и модифицировать гипотезы по мере необходимости. Возражение Эйнштейна, что принцип должен был бы применяться к случаю свободной материальной точки, может быть, таким образом, устраняется. Я уже однажды изменял изложение принципа при переходе от случая эмиссии рентгеновских лучей к случаю фотоэлек-

трического эффекта. Для рентгеновских лучей я использовал сначала отношение: энергия \times время $= h$, а для фотоэлектрического эффекта отношение: интеграл действия $= h/2\pi$, что сохраняет сущность предыдущего отношения.

Более точно я прибавляю следующее:

1. Я полагаю $U = 0$ для положения равновесия электрона в атоме и $U = f \frac{x^2}{2}$, когда электрон отдалается на x от положения равновесия, оставаясь внутри атома. Когда электрон вышел из атома, я считаю U равным постоянной (средство атома электрону).

2. До сих пор я рассматривал лишь случай одной степени свободы системы атом — электрон. В изложении принципа я это высказал несколько неясно, говоря, что ограничиваю его применение к случаю чисто молекулярных феноменов.

3. Я должен временно оставить открытым вопрос, может ли наш принцип применяться к взаимодействиям весомых масс, атомов или остатков атомов, и каким образом может осуществиться это расширение.

Л о р е н ц замечает, что встретятся трудности при желании применить фундаментальную идею Зоммерфельда в общем случае. Когда изучаемое явление происходит от взаимодействия двух частиц, можно его рассматривать как определенное действием, рассчитанным либо для первой частицы, либо свойственным второй. Но эти величины совсем неравны. Следует также заметить, что нельзя сказать, что определенное количество действия передано одной частицей или системой — другой.

Б р и л л у э н.— Трудность, отмеченная Пуанкаре относительно потенциальной энергии, существует, по-видимому, и для кинетической энергии, относительно каких осей она должна оцениваться? Относительно осей абсолютно покоящихся или относительно движущихся осей, и с какой частью системы они связаны?

З о м м е р ф е л ь д.— В случае системы атом—электрон надо ввести систему осей, относительно которой атом в покое, или лучше (см. § 1 моего доклада) систему осей, связанную с центром тяжести ансамбля.

Л а н ж е в е н. — Если изложение Зоммерфельда общее, то должно быть возможным его сопоставление с изложением Планка, вводящим кванты h фазового объема.

До сих пор оба выражения применялись их авторами к случаям глубоко отличным; выражение Планка — к периодическим феноменам вроде тех, которые происходят в его резонаторах, выражение Зоммерфельда — к непериодическим феноменам остановки или эмиссии частиц. Лишь случай фотоэлектрических эффектов, кажется, ведет при трактовке методом Зоммерфельда к результатам, соответствующим гипотезе квантов энергии; но мы не знаем, что дало бы в этом случае понятие элементов фазового объема Планка.

Мне кажется трудным свести друг к другу оба выражения, доказать их эквивалентность. Выражение Планка — статистическое. Оно утверждает, что в оценке числа состояний, соответствующих данной энергии системы, не следует считать отличными два состояния, для которых значения параметров p и q слишком мало отличаются. Необходимо, чтобы точки, представляющие два состояния системы, находились в двух конечных различных элементах фазового объема, чтобы считать эти состояния различными; два состояния, не отличающиеся конечным образом, не должны соответствовать различным состояниям. В этом качественное содержание выражения Планка; оно существенно статистическое.

Выражение Зоммерфельда, наоборот, чисто динамическое. Может быть, удастся доказать эквивалентность его с выражением Планка или показать, что оба вытекают из более общего выражения, но я не вижу, каким образом.

Резюмирую: изложение Зоммерфельда вводит конечный элемент действия, а Планка — конечный элемент фазового объема, и мне кажется, что обе эти вещи глубоко различны; одна динамическая, а другая статистическая.

З о м м е р ф е л ь д. — Я вполне согласен с Ланжевенном относительно трудности согласовать мою гипотезу с гипотезой Планка. Все, что я могу сказать по этому поводу, изложено в параграфе IV моего доклада, где я предполагаю, что чернотельное излучение может быть обязано своим составом, соответствующим теории квантов, тому обстоятельству, что оно может быть связано с непрерывной

фотоэлектрической активностью атомов. Но это предположение очень расплывчато и недостаточно, даже если окажется верным, чтобы доказать эквивалентность двух принципов, оправдание которых справедливо требует Ланжевен.

Л о р е н ц.— Я, кажется, вспоминаю, что, согласно хорошо известной теории Герца, продолжительность столкновения двух упругих сфер уменьшается по мере увеличения встречной скорости¹.

Л а н ж е в е н.— Когда снаряд ударяет пружину, деформирующуюся пропорционально действующей на нее силе, продолжительность столкновения не зависит от начальной скорости снаряда. В зависимости от того, увеличивается ли упругая реакция быстрее или медленнее, чем деформация, продолжительность столкновения уменьшается или увеличивается с начальной скоростью².

¹ Действительно, для равных сфер продолжительность столкновения обратно пропорциональна корню шестой степени относительной скорости. (Прим. Лоренца.)

² Я хотел бы показать следующим примером, как наш принцип элементов действия «противоречит аналогиям, взятым из баллистических феноменов» (стр. 315 моего доклада): снаряд, очевидно, проникает в сопротивляющуюся среду тем глубже, чем больше его скорость. Обратное должно бы иметь место по гипотезе элементов действия. Путь l , на котором совершается остановка, определяется в случае равномерного замедления через $l = 1/2 v\tau$, и, следовательно, поскольку τ , согласно принципу, обратно пропорционально энергии, сам путь должен быть обратно пропорциональным скорости. Катодная частица большой скорости должна, таким образом, проникать в атом менее глубоко, чем электрон малой скорости.

В случае идеально упругого удара двух одинаковых сфер, рассмотренного Герцем, сплющивание ведет себя качественно как проникновение в предыдущем случае и в противоречии с тем, что соответствовало принципу элементов действия. Герц дает для сплющивания формулу $l = \frac{1}{2,94} v\tau$ (Gesammelte Werke, I, p. 172), итак, l увеличивается со скоростью v^6 , поскольку τ уменьшается как $v^{-1/6}$.

Наши выражения для продолжительности τ удара катодных частиц могли бы подтвердиться экспериментально, если бы удалось вывести количественно длину волны (или толщину пульсации) с помощью картин дифракции, полученных для различных значений напряжения, под которыми эмитируются катодные лучи. (Прим. Зоммерфельда.)

Б р и л л у э н. — В общем изложении речь идет об одном или нескольких квантах действия h . В применении Зоммерфельд допускает, что остановка электрона соответствует единственному кванту h ; имеется ли причина (отличная от простоты) думать, что при остановке играет роль $1h$ скорее, чем $2h$, или $10h$, или $100h$?

§ II

Р е з е р ф о р д. — Каков нижний предел разниц потенциала, при котором до сих пор удалось вызвать рентгеновские лучи катодными лучами?

З о м м е р ф е л ь д. — Дембер (Deutsche physik Gesellsch., 13 июля 1911) смог наблюдать очень мягкие рентгеновские лучи, вызванные остановкой катодных лучей, эмитированных при напряжении 250 вольт. Я охотно верил бы (см. § V моего доклада), что нижний предел определяется потенциалом ионизации.

Р е з е р ф о р д спрашивает, можно ли предположить, что остановка катодной частицы производится одним атомом?

Г-жа К ю р и. — Исследования, относящиеся к катодным лучам, показали, что прохождение этих лучей через экран сопровождается тем большей диффузией, чем меньше начальная скорость. Для падающего однородного пучка из экрана выходит, при малых начальных скоростях, диффузная кисть, в то время как при быстрых лучах выходит пучок, ясно продолжающий падающий пучок. Отклонение магнитным полем показывает, что при вполне определенной скорости падающих лучей в' выходящих лучах после прохождения алюминиевой пластинки встречаются скорости меньшие, чем начальная скорость на 10—50 процентов, и не встречаются скорости большие, чем первоначальная. При начальных скоростях порядка $5 \cdot 10^9$ наблюдается на выходе из пластинки очень сильная диффузия, и выходящий конус растягивается в магнитном поле, свидетельствуя, что все скорости меньше скорости падающего пучка. Поэтому кажется несомненным, что катодные лучи претерпевают прогрессивное замедление при прохождении через вещество.

С другой стороны, несомненно, что экран задерживает некоторое число частиц (так сказать, п о г л о щ е н н ы е). Скорость последних после феномена поглощения в среднем, вероятно, соответствует тепловой скорости. Относительно этих частиц можно строить две гипотезы:

1. Частица могла претерпеть резкую остановку одним столкновением особого рода. Поскольку пучок замедляется прогрессивно, эта резкая остановка может иметь место для весьма различных начальных скоростей. Этот феномен может соответствовать эмиссии неоднородных рентгеновских лучей.

2. Частица могла претерпеть значительное отклонение или ряд отклонений, удлиняющих на много ее путь в веществе, так что уменьшение ее скорости могло быть прогрессивным.

Исследование диффузии и вторичных катодных лучей доказывает, что второй эффект, несомненно, имеет место; первый не доказан достоверно.

В и н.— Хочу обратить внимание на другой метод вычисления длины волны рентгеновских лучей, ведущих к результатам, похожим на результаты теории Зоммерфельда.

Опираясь на электронную теорию, Лоренц нашел, что при вычислении эмиссии, обязанной отклонению траекторий свободных электронов от прямых линий, приходят к закону Релея. В настоящее время приходится отказаться от теории свободных электронов, ибо известно, что свободное движение электронов приводит вообще к закону Релея, и формула излучения не позволяет добавить к общему закону излучения член формы закона Релея. Поэтому я думаю, что электроны бывают свободными лишь очень короткое время, при переходе от одного атома к другому, и катодные лучи предоставляют нам пример таких свободных электронов.

Если предположить, что катодные лучи при встрече с антикатодом вызывают рентгеновские лучи, зависящие лишь от их скорости, можно вычислить длину волны рентгеновских лучей с помощью закона смещения λ_m , допуская, что температура катодных лучей соответствует живой силе катодных частиц. Законность применения концепции температуры может быть обоснована следующим образом: если имеется чернотельное излучение в ме-

талле, то оно освобождает электроны фотоэлектрическим эффектом; следует допустить, что эти электроны описывают траектории слабой кривизны при переходе от одного атома к другому; если бы имелось большое отклонение этих траекторий от прямых линий, возникало бы излучение согласно закону Жана, при условии, что отклонения от прямой линии следуют законам Гамильтона. Если принять закон Эйнштейна для освобождения электронов металла

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu = \frac{hc}{\lambda_m},$$

длиной волны излучения, освобождающего электроны, будет для большинства из них, длина волны максимальной энергии согласно закону смещения

$$\lambda_m = 0,2 \frac{hc}{kT}.$$

Исключая λ_m из двух уравнений, получаем

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{kT}{0,2}.$$

Отсюда видно, что средняя живая сила электрона пропорциональна kT , как требует теория свободных электронов.

Если нельзя предположить, что электроны действительно имеют степени свободы, в смысле старой электронной теории, потому что так пришли бы к формуле излучения Жана, все же следует из предыдущего, что средняя живая сила электронов, обязанная фотоэлектрическому эффекту, пропорциональна kT .

Если хотят, чтобы

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

нужно положить для фотоэлектрического эффекта

$$\frac{mv^2}{2} = 0,3 h\nu.$$

Применив это уравнение к образованию рентгеновских лучей, приходят к уравнению, мало отличающемуся от уравнения Зоммерфельда.

В а р б у р г.— Когда вводят температуру катодных лучей, следует учитывать угол дивергенции пучка.

Л о р е н ц обращает внимание на ту роль в излучении тела, которую могут играть изменения скорости свободных электронов. Даже если эти электроны будут свободными лишь на мгновение, согласно только что изложенным идеям Вина, они вызовут эмиссию, для которой можно найти закон Релея, применяя к электронам обычные уравнения электромагнетизма. Итак, надо ввести в теорию движения электронов и их излучения что-то вроде кванта энергии или кванта действия. Не имеет значения то, что число свободных электронов может быть чрезвычайно малым; нельзя допустить, например, что миллионная доля излучения соответствует формуле Релея.

В и н.— Я придерживаюсь мнения, что свободное движение электронов совершенно прямолинейно и что отклонение от него происходит лишь в непосредственной близости атомов; это приводит, во всяком случае, к тому, что электрон исчезал бы внутри атома. Следовательно, во время своего свободного движения электрон не излучает, и, таким образом, нет излучения, соответствующего закону Релея. Излучение происходило бы лишь, когда электрон в атоме, где, по моему предположению, уравнения Максвелла не применимы.

Э й н ш т е й н.— Важный результат Зоммерфельда, именно вычисление количеств энергий, эмитированных в виде рентгеновских лучей при столкновении электрона с препятствием, может быть получен другим методом. Я настаиваю на этом, дабы не пытались искать в согласии с экспериментом прямое оправдание гипотезы, на которой построена теория

$$\int (T - U) dt = \frac{h}{2\pi} \cdot$$

При внезапном ударе электрон испускает излучение, такое, что энергия в интервале $d\nu$ равна

$$\frac{1}{3\pi} \frac{e^2}{c^3} v^2 d\nu$$

(e — электростатический заряд, c — скорость света, v — скорость электрона). Предполагается, что после удара электрон в покое. Чтобы получить суммарную излученную энергию, надо бы интегрировать от $v' = 0$ до $v = \infty$, что дало бы бесконечное излучение. Но если предположить, что электрон не может излучать энергии с частотой ν , большей, чем та, которая соответствует его кинетической энергии T , согласно концепции квантов, то верхний предел частоты излучения задан уравнением $T = h\nu$, и предыдущий интеграл дает

$$\frac{1}{3\pi} \frac{e^2}{hc^3} v^2 T,$$

в достаточном согласии с результатом Зоммерфельда.

Л о р е н ц. — Эйнштейн разложил произвольное движение частицы в ряд Фурье, каждый член которого соответствует определенной частоте ν . Правильно ли я понял, что, согласно его взглядам, будет излучение, соответствующее одному из этих членов, если значение $h\nu$ собственного его кванта энергии меньше общего количества имеющейся энергии?

Эйнштейн. — Это возражение затрагивает слабое место концепции. Согласно примитивной теории квантов, в том виде, как она применяется в приведенном рассуждении, в ударе может быть испущен единственный квант определенной частоты, так что результат интегрирования будет верным лишь для среднего значения большого числа ударов. Этот взгляд искусственный, и дискуссия обнаруживает, безусловно, слабую сторону гипотезы монохроматических квантов энергии.

По концепции Зоммерфельда, частоты, для которых $\nu > T/h$, не могут быть эмитированы ударом электрона потому, что удар не мгновенный. Согласно этой точке зрения, высокие члены ряда Фурье не фигурируют в поле эмиссии, ибо они не фигурируют уже в ряде Фурье, выражающем ускорения во время удара¹.

¹ Идеи, развитые Вином и Эйнштейном, особенно интересны для меня, так как показывают, что мои результаты об энергии и жесткости рентгеновских лучей могут оставаться верными, даже если моя фундаментальная гипотеза не подтвердилась бы в общем

Большое преимущество точки зрения Зоммерфельда в том, что она позволяет, при исчислении поля эмиссии, сохранить уравнения Максвелла; к сожалению, эта концепция также привносит большую трудность, которую не следует замалчивать. Если газ, содержащий заряженные атомы, находится в поле излучения, атомы испускают и поглощают энергию излучения столкновениями; должно быть возможным вывести формулу излучения статистическим рассмотрением подобной системы. Таким образом, приходят к формуле Релея, основываясь на классической механике и электродинамике Максвелла (это можно считать доказанным). Чтобы прийти в согласие с экспериментом, приходится изменять теоретические основы так, чтобы отношение коэффициент эмиссии/коэффициент поглощения становилось очень малым для больших значений ν при данной температуре газа. Итак, требуется, чтобы коэффициент эмиссии становился очень малым по сравнению с коэффициентом поглощения для больших значений ν .

Приводит ли закон удара Зоммерфельда к такому результату? Этот закон приводит к тому, что в ряде Фурье для ускорений заряженных частиц во время удара отсутствуют высокие члены. Из этого непосредственно следует, что соответствующие члены эмиссии также отсутствуют; кажется, однако, что их отсутствие делает также невозможным поглощение этих частот и то, что указанное отношение мало изменяется гипотезой Зоммерфельда.

случае. Все же я не думаю, что путь, указанный Вином и Эйнштейном, легче пройти, чем выбранный мною.

Вин допускает, что катодная частица, энергия которой, с точностью до численного коэффициента, равна kT , излучает при ударе длину волны, связанную с температурой T законом смещения. Электромагнитный смысл этого неясен. Наоборот, в моей концепции излучение вполне определено с электромагнитной точки зрения, как только допущена фундаментальная гипотеза о продолжительности удара.

У Эйнштейна, разлагающего ускорение в гармонические ряды, излучение полностью определяется законом движения частицы, но устранение всех членов высокой частоты применением закона квантов загадочно.

Это исчезновение высоких частот, наоборот, понятно, когда вместо мгновенного удара допускают, что он регулируется моей гипотезой, как замечает сам Эйнштейн. (Прим. Зоммерфельда.)

П л а н к.— Это, несомненно, необходимо, если хотят сохранить полный параллелизм между эмиссией и поглощением, но не является необходимым при допущении, что эмиссия дискретна, а поглощение непрерывно.

Одно затруднение гипотезы квантов эмиссии, предложенной мною, заключается в том, что измеренные энергии γ -лучей или рентгеновских гораздо меньшие, в большом числе случаев, чем квант энергии, получаемый умножением h на обратную величину $1/\tau$ продолжительности импульса; может быть, возможно этого избежать, имея в виду то, что гипотеза эмиссии применяется: 1) к эмиссии истинных волн без вмешательства эмиссии или поглощения электронами и 2) к эмиссии монохроматического излучения; γ -лучи и рентгеновские лучи, вероятно, немонохроматические, хотя они и показывают во множестве случаев весьма подчеркнутый селективный характер.

Э й н ш т е й н.— Кажется трудным сохранить гипотезу, что излучение определенной частоты не может быть эмитировано монохроматическими осцилляторами иначе, как квантами величиной $h\nu$, в то время как оно эмитировалось бы сколь угодно малыми порциями при столкновении двух электронов.

§ III

Г-жа К ю р и.— Что касается эмиссии лучей β , имеется много соображений, приводящих к допущению о наличии скорости электрона еще до выхода его из атомной структуры.

З о м м е р ф е л ь д.— Я сделал расчеты (Munch. Akad., loc. citi, p. 147), допустив начальную внутриатомную скорость равной половине скорости света, и нашел, что из этого следует незначительная разность, с точки зрения эмиссии γ -лучей, по сравнению со случаем очень низкой начальной скорости электрона, при условии, что конечная скорость близка к скорости света.

Г-жа К ю р и.— Замечание Зоммерфельда не касается в точности того, что я хотела сказать. Мое намерение было сигнализировать точку зрения, появившуюся в радиоактивности, согласно которой электроны, эмитированные

как лучи β , вращаются внутри атома и эмитируются без изменения скорости. Модель радиоактивного атома Дж. Дж. Томсона связана с этой концепцией: представляют себе различные комбинации электронов, циркулирующих внутри положительной сферы, причем система устойчива, пока скорость электронов выше определенного предела; если скорость опускается ниже предела, появляется необходимость переустройства, в течение которого электроны могут быть выброшены вовне. Эта гипотеза соответствует старению атомов и не совместима, строго говоря, с экспоненциальным законом распада. В гипотезе о том, что распад атома обязан внешней причине, действующей как спусковой механизм, можно, кажется, допустить, что либо скорости эмиссии уже имелись, либо что они возникают во время взрыва.

Во всяком случае, если бы эмиссия частиц β имела место без изменения скорости, она не сопровождалась бы эмиссией γ -лучей. Правда, до сих пор эксперименты не показали тесной связи между β - и γ -лучами, например, в относительной интенсивности. Однако идея подобной связи весьма привлекательна и, конечно, не должна отбрасываться без необходимости. Наоборот, следует ее развить теоретически и подвергнуть проверке экспериментом.

Весьма замечательные связи, выявленные в дискуссиях конгресса, между различными феноменами (тепловыми, оптическими, упругими, магнитными и т. д.) ясно показывают, что все эти феномены зависят от тех же составных элементов атома, по-видимому, периферических, проявляющих себя во взаимодействиях атома с внешним миром. Радиоактивные феномены образуют обособленную область, вне всякой связи с предыдущими. Поэтому кажется, что эти радиоактивные феномены берут начало в более глубоких слоях атома, недоступных нашему воздействию и, вероятно, нашим средствам наблюдения, за исключением моментов атомных взрывов.

П у а н к а р е.— Если электроны обладают круговым движением до выброса, почему они не излучают?

Г-жа К ю р и.— Электроны, о которых идет речь, имеют связи совершенно другого порядка, по сравнению с электронами поверхностного слоя атома; может быть, они эк-

ранированы последними, с точки зрения радиации, которую они должны были бы испускать.

Что касается прохождения β -лучей через вещество, то уменьшение их скорости до окончательной остановки кажется менее значительным, чем у катодных лучей. Для очень быстрых β -лучей, со скоростью выше $2,75 \cdot 10^{10}$ (коэффициент поглощения 12—14), наблюдается примерно постоянный коэффициент поглощения до уменьшения интенсивности в сотню раз. Это поглощение всегда сопровождается диффузией, тем более значительной, чем меньше скорость лучей. Для согласования этой диффузии с экспоненциальным законом Шмидт допустил, что диффузия, полная после прохождения относительно малой толщины, затем сохраняется в остатке пути: так вновь получается экспоненциальный закон, при допущении, что скорость частиц мало меняется до последних столкновений.

Шмидт показал, что после уменьшения интенсивности до сотой доли начинается наблюдение увеличения коэффициента поглощения, т. е. уменьшения скорости.

В. Вильсон наблюдал, способом магнитного отклонения, изменение скорости при прохождении β -лучей от радия E через вещество.

Таким образом, имелось бы вдоль пути β -лучей небольшое изменение скорости, становящееся более значительным по мере уменьшения скорости.

Другой аргумент в пользу малого изменения скорости дается экспериментами Маковера, измерившего поглощение β -лучей двумя способами: уменьшением ионизации и уменьшением переносимого заряда. Оба метода дают одинаковую кривую; это показывает, что поглощение действительно соответствует полной остановке частиц.

Следовательно, можно думать, что эта остановка осуществляется одним исключительным ударом, но можно также полагать, что она происходит вдоль сложного пути внутри экрана.

Поглощение быстрой частицы в тонком экране можно будет определить либо рядом отклонений с прогрессивным замедлением, доводящим частицу β до состояния катодной частицы, либо исключительным столкновением, аналогичным рассмотренному Зоммерфельдом.

До сих пор не установлено экспериментально достаточно достоверно, что остановка частиц β сопровождается излучением γ -лучей.

Резерфорд. — Вопрос о том, теряет ли катодная частица или частица β свою скорость постепенно, вследствие большого числа столкновений, или теряет ее сразу, вследствие особо резкого столкновения, имеет весьма важное значение для всякой теории происхождения γ -лучей. Как отмечала г-жа Кюри, частицы β теряют, несомненно, постепенно свою скорость при прохождении через вещество.

В то же время, общие результаты, полученные для поглощения β -лучей, приводят к мысли, что частицы β , в некоторых случаях, могут встретить внутри атомов, через которые они проходят, такие сильные поля, что теряют большую часть своей энергии излучением и испытывают значительное уменьшение своей скорости¹.

¹ Вопрос, обсуждаемый г-жой Кюри и Резерфордом — теряет ли электрон свою кинетическую энергию постепенно (рядом ионизаций) или одним ударом, — столь важен для моей концепции рентгеновских лучей, что мне хочется подчеркнуть более точно соответствующие факты. Мне кажется, что моя трактовка (катодная частица — источник рентгеновских лучей — обладает к моменту поглощения почти полностью первоначальной скоростью) не противоречит фактам, приведенным г-жой Кюри (β -частица производит до поглощения много ионов и, следовательно, теряет значительную часть своей скорости).

В своей диссертации, которая появится в *Annalen der Physik*, Коссель выводит из измерений Ленардом коэффициента поглощения катодных лучей (*Ann. d. Phys.*, 12, 1903; 15, 1904) и измерений Дираком (*Phil. Mag.*, 4, 1902, p. 29) и Глассоном (*Phil. Mag.*, 22, 1911, p. 647) отношения вторичных лучей к первичным катодным лучам, их вызывающим, что электрон, разогнанный при напряжении 30 000 вольт, вызывает в среднем 80 ионизаций до поглощения, а электрон, разогнанный при 4000 вольт, примерно 3. Еве (*Phil. Mag.*, 22, 1911, p. 551) нашел, что β -частица радия С вызывает суммарно вдоль своей траектории около 12 000 ионизаций.

Допустим потерю энергии на каждую ионизацию примерно в 10 вольт; электрон в 4000 вольт потеряет 30 вольт, или менее 1%, электрон в 30 000 вольт потеряет 800 вольт, или менее 3%; наоборот, β -частица потеряет энергию, соответствующую 120 000 вольтам. В предположении, что начальная скорость этой частицы высока, $\beta=0,95$, согласно теории относительности она обладает энергией, соответствующей 1 100 000 вольт, из которой она теряет, таким образом, 11% и, может быть, даже более, ибо скорость $\beta=0,95$, по-видимому, верхний предел скоростей, наблюдаемых для β -частиц RaC.

Поэтому кажется, что можно, без существенной погрешности рассчитать эмиссию рентгеновских лучей, как если бы катодная частица обладала к моменту остановки полной начальной скоро-

Такая интерпретация уменьшения числа β -частиц после их прохождения через вещество приводит к мысли, что γ -лучи, вызванные β -лучами, зарождаются в этих особо резких столкновениях.

В и н.— В феномене возбуждения γ -лучей β -лучами кажущееся уменьшение скорости β -лучей, проходящих через вещество, поддается; может быть, объяснению образованием вторичных лучей.

Резерфорд обращает внимание на сложность β -лучей, испускаемых веществами. Эксперименты фон Байера, Гана и Мейтнер показали, что изолированное радиоактивное вещество испускает большое число отдельных пучков β -лучей, характеризующихся каждый определенной скоростью. Эта большая сложность β -излучения была ясно выявлена недавними результатами Даниша, наблюдавшего не менее 30 различных пучков β -лучей, излученных совместно радием В и С. Кажется несомненным, что внутриатомные феномены, вызывающие выброс β -частиц, весьма сложны. Вот фотографии, полученные фон Байером, Ганом и Мейтнер. Действие магнитного поля на β -лучи дает настоящий спектр, в котором каждому пучку лучей соответствует ясная черная полоса на фотографии.

В. Вильсон показал ионизационным методом, что β -лучи уменьшают скорость при прохождении через вещество. Вот фотография, полученная Байером, очень ясно показывающая это. Уменьшение скорости из-за прохождения через вещество обнаруживается большим магнитным отклонением лучей, прошедших через алюминиевую пластинку. Фотография показывает, по-видимому, что лучи остаются примерно однородными после прохождения определенной толщины вещества, но затруднительно де-

стью. Наоборот, при поглощении β -лучей надо предвидеть эмиссию γ -лучей значительно более мягких, чем соответственно бы начальной скорости β -лучей. Это следует учитывать при попытках выявить γ -лучи, вызванные остановкой β -лучей, и это может объяснить отрицательный результат подобных попыток.

В предыдущих оценках распространили гипотетически, на случай частиц высокой скорости и поглощения твердыми телами, значение 10 вольт (Леонард допускает 11 вольт), соответствующее работе ионизации в газах электронами малой скорости. (Прим. Зоммерфельда.)

лать заключения простым осмотром фотографической пластинки.

Г-жа К ю р и.— Фотографии Резерфорда относятся к β -лучам тория X, весьма медленным β -лучам, но все же гораздо более быстрым, чем катодные лучи.

При этих лучах наблюдается очень ясное изменение скорости, хотя не очень большое, без очень заметной диффузии.

Резерфорд замечает, что сравнение с теорией, кажется, дало разумные результаты для относительной энергии β - и γ -лучей урана X и радия E. Но иначе обстоит дело для радиаций радия и тория. Имеются веские причины думать, что энергия γ -лучей этих веществ примерно того же порядка, что энергия β -лучей. Чтобы согласовать эти результаты с теорией Зоммерфельда, приходится предположить, что β -лучи этих веществ первоначально выброшены со скоростью, чрезвычайно близкой к световой. Это не невозможно в предположении, что β -частицы потеряли значительную часть своей энергии, испуская γ -лучи и проходя атомное поле. Здесь вопрос, достойный внимания.

По поводу высказанного г-жой Кюри мнения, что еще не наблюдали достоверно возникновение γ -лучей посредством β -лучей, Резерфорд обращает внимание на весьма недавние исследования Грея, ясно показавшего, что β -лучи радия E вызывают γ -лучи. Радий E особо пригоден для этого эксперимента, ибо его первичное γ -излучение весьма слабо по сравнению с излучением всех других веществ.

Резерфорд добавляет, что Грей показал, что γ -лучи, вызванные β -лучами, имеют стремление распространяться в том же направлении.

Г-жа К ю р и.— Достигалось ли различие между β - и γ -лучами в опытах Грея использованием действия магнитного поля?

Г-жа К ю р и.— Прохождение α -лучей через вещество было довольно точно прослежено методом сцинтилляций.

Можно сказать, с хорошим приближением, что все частицы пучка проходят через очень тонкий экран, нормальный направлению пучка.

Пробег α -частицы в веществе ограничен и примерно одинаков для всех частиц; скорость вдоль пути уменьшается все быстрее. Измеряли также средний угол отклонения: он является функцией скорости и возрастает сначала медленно, а в конце пробега весьма быстро. Помимо этих регулярных феноменов, наблюдается очень малое число исключительно больших отклонений, очевидно, показанных сцинтилляциями.

Сравнивая α -лучи и β -лучи, можно сказать, что постепенное изменение скорости намного менее видно у β -лучей, в то время как их диффузия или перемена направления гораздо большая, чем у α -лучей. Несмотря на это различие, можно думать, что поглощение осуществляется аналогичными механизмами.

§ IV

Э й н ш т е й н.— Согласно теории фотоэлектрического эффекта Зоммерфельда, лишь абсолютно отказавшись от допущения существования ослабления, получается пропорциональность между числом освобожденных электронов в секунду и интенсивностью света.

П л а н к.— Может быть, отношение между энергией колебания и квантом энергии $h\nu$, необходимое для вывода формулы излучения, можно получить более прямым путем, добавляя к члену $h/2\pi$ закона действия Зоммерфельда целый коэффициент.

Л о р е н ц.— Действие W , представленное формулой (5), меняет непрерывно знак и может иметь значение $-h/2\pi$, как и $+h/2\pi$. Хочет ли сказать Зоммерфельд, что электрон освобождается в момент, когда W положительно, и поэтому ли, в первом из уравнений (6) опущен двойной знак?

З о м м е р ф е л ь д.— То, что я принимаю положительное значение $W = h/2\pi$ в изложении принципа, соответствует действительно этой гипотезе. Я пытался это обосновать в § 1 моего доклада аналогией со случаем изолированной материальной точки.

То, что в уравнении (6) я принимаю лишь знак «+», имеет другую причину. Если в уравнении (6) выбрать

$x' = -n_0x$, то время, необходимое для осуществления условия $W = +h/2\pi$, всегда большее, чем если выбрать $x' = +n_0x$. Знак « $-$ » не фигурирует в уравнении (6), когда условие $W = h/2\pi$ осуществляется в первый раз.

Л о р е н ц.— Можно заметить, что когда x' и x имеют одинаковый знак, электрон удаляется от положения равновесия, что может благоприятствовать его освобождению; это говорит в пользу выбора положительного знака для W .

Был ли я прав, понимая, что результаты, найденные позже для случаев $n > n_0$ и $n < n_0$, частично зависят от этого выбора алгебраического знака действия?

З о м м е р ф е л ь д.— Да; если бы я положил $W = h/2\pi$, я получил бы результат, противоположный по знаку тому, что выражен законом Стокса.

Л и н д е м а н замечает, что формулу

$$v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{ne^2/mr^3}$$

можно также вывести из модели атома Томсона. Если отождествлять положительную сферу с атомным объемом, то упругая сила равна $\frac{e^2}{r^3} n$, а частота

$$v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{ne^2}{mr^3}},$$

или

$$\lambda = \frac{2\pi c^{3/2}}{\sqrt{e \frac{e}{m} n}}.$$

Положив $r^3 = a \sqrt{2}$, что представляет самую плотную упаковку атомов, и вводя обычные значения для c , e и e/m , получим

$$\lambda = 65,7 \sqrt{a}.$$

Первоначальное доказательство было предпочтено потому, что существование сил притяжения Кулона доказано, тогда как модель атома Томсона гипотетична.

Н е р н с т. — Можно ли применить законы, предложенные Зоммерфельдом для столкновения электрона с атомом, также для столкновения двух атомов между собой? В этом случае требуется также изменить старые концепции.

З о м м е р ф е л ь д. — В этом вопросе я до сих пор сомневаюсь. Я мог бы дать определенный ответ, только если было бы установлено, что рентгеновские лучи возникают от остановки лучей Гольдштейна или α -лучей. Если эти рентгеновские лучи обладают жесткостью и интенсивностью, предусмотренными моей гипотезой, я должен буду ответить утвердительно. Впрочем, я считаю вполне возможным (см. мой доклад, стр. 343), что рентгеновские лучи в этих условиях не возникают. В этом случае, я должен буду сказать, что моя гипотеза применима лишь к системе атом — электрон.

ОБСУЖДЕНИЕ ДОКЛАДА ЛАНЖЕВЕНА «КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МАГНЕТИЗМА И МАГНЕТОНЫ»

В и н. — В предположении, что имеются электроны, гравитирующие вокруг атома, мне кажется проще принять, вместо интерпретации Зоммерфельда, интерпретацию квантов энергии Планка, поскольку речь идет о периодическом феномене. Эта концепция, впрочем, должна привести к тому же результату.

Л а н ж е в е н. — В гипотезе квантов энергии должна действовать сумма потенциальной и кинетической энергии вместо их разности, и член $1/n$ действовал бы с обратным знаком в формуле магнетона. Коэффициент 4, фигурирующий в изложении Зоммерфельда, исчез бы, и это изменило бы порядок величины результата. Кроме того, гипотеза Планка введена лишь в случае действий, пропорциональных расстоянию, для которых период и квант энергии независимы от конфигурации и тотальной энергии системы.

Эйнштейн.— Было бы интересно применить предыдущий расчет к изолированному электрону в магнитном поле.

Ланжевен.— Свободные электроны в магнитном поле закручиваются вокруг силовых линий в таком направлении, что производимое ими магнитное поле противоположно внешнему полю; их присутствие соответствует диамагнетизму вещества, их содержащего. Так, вероятно, объясняется особый диамагнетизм твердого висмута и пламени. Феномены диамагнетизма не дают, по-видимому, никаких экспериментальных указаний, сравнимых с существованием магнетонов в парамагнитных телах. Кажется необходимым, для объяснения свойств этих тел, предположить постоянный магнитный момент молекулы, предшествующий созданию поля.

Газенерль.— В формуле Ланжевена вводится статистическая механика; введя квант действия, не следует ли скорректировать формулу?

Ланжевен.— Вводя в теорию газов понятие конечного кванта действия Планка, получают распределение линейных или угловых скоростей, совпадающее в обычных условиях, с распределением Максвелла. Кажется поэтому, что введение квантов не должно изменять ничего в теории парамагнетизма.

Пуанкаре.— Ориентация молекул меняется лишь медленно; эти изменения соответствуют поэтому малому значению ν , что позволяет применить метод Больцмана.

Вин спрашивает, применимы ли эти теории к диамагнетизму.

Ланжевен.— Диамагнетизм обязан действию электрического поля, возникающего во время становления магнитного поля, на электроны: орбитальные скорости электронов изменяются в направлении, соответствующем диамагнитной поляризации. Возникает только этот эффект, если результирующий магнитный момент молекул равен нулю. В противном случае, молекулы частично ориентируются тем больше, чем ниже температура, и к первоначальному диамагнетизму, всегда возникающему и связанному с явлением Зеемана, добавляется парамагнетизм, вообще очень сильный по сравнению с ним.

К ВОПРОСУ О СООТНОШЕНИИ ФИЗИЧЕСКОГО И ЛОГИЧЕСКОГО В ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Когда физик оказывается лицом к лицу с двумя различными теориями и стремится понять, в чем они согласны и в чем они расходятся, он вынужден обращаться к аксиоматике для того, чтобы понять это согласие и расхождение.

Дж. Синг. «Классическая динамика». М., 1963, стр. 20.

В последнее время внимание ученых все настоятельнее привлекается к проблеме простоты. Во многих исследованиях доказывалось, что это одна из наиболее важных и актуальных проблем науки.

Обоснование подобного рода суждений следует искать в русле таких процессов, как возрастание информационной емкости категориального аппарата теоретических построений, стремление к формализации, к логической стройности концепций.

Отношение к вопросу о конкретных путях применения или, если можно так сказать, «внедрения» принципа простоты у различных ученых различное.

Некоторые логики¹ считают, что сфера применимости принципа простоты — это сфера только математики. Вне математики оценки суждений с точки зрения простоты слишком субъективны, слишком трудно уловимы для того, чтобы можно было дать их строгую количественную характеристику.

Одна из первых попыток измерения простоты была осуществлена в работах Н. Гудмена и Д. Кемени. В этих работах используются средства символической логики для создания аксиоматической системы измерения простоты.

¹ A. L a m o u c h e. Logique de la Simplicité. Paris, 1959.

Сущность метода Д. Кемени¹ заключается в том, что он измерение простоты основывает на определении числа моделей соответствующих теорий.

Н. Гудмен² в своих исследованиях делает интересную попытку синтезировать возможности логических критериев простоты с теми оценками, которые могут быть осуществлены на уровне интуитивных суждений.

Любое знание он считает возможным представить в виде некоторой суммы предикатов, эти предикаты он называет базисами. При этом вводится ряд постулатов и анализируются такие свойства предикатов, как «число мест», «рефлексивность», «самополнота», «симметричность».

В работах ряда авторов³ отмечается, что при измерении простоты наиболее важную роль играют отношения между элементами внутри системы, которые в большей степени присущи «низшим» формам движения материи.

Естественно при этом ожидать интересных результатов прежде всего там, где речь идет о характеристике процессов «неживой» природы, процессов физических.

Со стороны физиков-теоретиков делаются попытки дать логический анализ сущности научных концепций, выявить логику построения и развития соответствующих представлений.

Но, очевидно, этот анализ целесообразно дополнить выводами, которые непосредственно вытекают из существования основных принципов математической логики.

Это тем более необходимо, что физики, решая ряд вопросов, являющихся логическими по своей природе на интуитивном уровне, не доводят до последовательного конца логический анализ.

Поэтому возникает потребность «стыковать» представления о логических основаниях построений, выработанных средствами самих физиков, с теми результатами, которые получены логиками в решении вопросов простоты теории, оценок простоты.

¹ J. K e m e n y, Two Measures of Complexity. The Journal of Philosophy. LII, 1955.

² N. G o o d m a n. Axiomatic Measurement of simplicity. The Journal of Philosophy. LII, 1955.

³ А. И. У е м о в, Л. Н. С у м а р о к о в, И. В. Д м и т р и е в - с к а я. К вопросу об измерении простоты. Сб. «Методологические проблемы теории измерений». Киев, 1966, стр. 184.

В качестве объекта, по отношению к которому мы будем осуществлять синтез суждений, высказанных, с одной стороны, на основании синтеза физического содержания теоретических построений и, с другой, — на основании исследования логической природы высказываемых суждений, возьмем два постулата, связанных с теорией Ньютона и теорией относительности. Это постулаты о независимости инерции и гравитации и о зависимости инерции и гравитации.

Гипотеза о независимости инерции и гравитации связана с классической физикой; с точки зрения математического, формального описания, как известно, физика Ньютона «проще».

Что же касается математического аппарата, который используется в случае учета взаимосвязи инерции и тяготения, то этот аппарат несравненно «сложнее».

Техническую сложность «математических» построений следует объяснять тем, что в более обобщенных теориях учитывается целый ряд связей и отношений, которые опускаются из поля зрения в более частных теориях. «Чем более общие утверждения мы высказываем, тем больше эмпирических фактов мы соответственно характеризуем и тем «длиннее и извилистее» (по выражению Эйнштейна) путь от общих утверждений теории к единичным эмпирическим фактам (при объяснении приходится пользоваться большим числом опосредствующих звеньев)»¹.

При оценке физических теорий с точки зрения «простоты», или «сложности», следует учитывать наличие определенных трудностей, связанных во многом с «непрямолинейностью», с опосредствованной зависимостью между содержанием и формальными построениями.

Сравнительная характеристика положений, принимаемых в теории Ньютона и теории относительности, дается в работах ряда физиков. Так, например, В. А. Фок пишет, что понятие «сила» имеет однозначный смысл только в инерциальной системе отсчета, где оно может быть определено по Ньютону. В теории относительности используется идея кинематического толкования тяжести²

¹ В. Н. К о с т ю к. Роль принципа простоты в естественнонаучных теориях. «Вопросы философии», 1964, № 5.

² В. А. Ф о к. Физические принципы теории тяготения Эйнштейна. В сб. «Пространство и время в современной физике». «Наукова думка». Киев, 1968.

(«принцип эквивалентности»). Далее он отмечает, что «идея общей ковариантности и идея кинематического толкования силы тяжести (принцип «общей относительности» и «принцип эквивалентности») несомненно сыграли в процессе создания Эйнштейном его теории большую эвристическую роль».

В принципе эквивалентности можно видеть указание на то, что решение проблемы гравитации следует искать в хроногеометрии. Огромную роль для Эйнштейна сыграло его убеждение, что правильная (т. е. соответствующая природе) физическая теория должна быть в то же время стройной и изящной в отношении, так сказать, эстетическом. Созданием своей теории тяготения, полностью удовлетворяющей этому требованию, Эйнштейн придал ему большую убедительность.

Стремление к изяществу, эстетическим достоинствам определенным образом связано с принципом простоты. Но существенное отличие заключается в том, что оценки эстетические (по крайней мере, в физике!) даются на интуитивном уровне, в отличие от оценок простоты, которые при использовании соответствующего логического аппарата близки к количественным, строгим, снимающим субъективный момент.

Перейдем теперь к характеристике некоторых особенностей общей теории относительности, к рассмотрению специфики усложненного математического формализма, который способствует сохранению на содержательном уровне наиболее общих связей, инвариантных, обладающих значительной информационной емкостью.

Развитие общей теории относительности на современном этапе происходит в двух направлениях.

С одной стороны, ОТО явно перерождается и теряет признаки феноменологической теории, так как стоит задача синтезировать представления о строении космоса и строении микромира. В теории тяготения делается попытка выяснить механизм, природу гравитационных сил, осуществляется проникновение в глубь явлений.

С другой стороны, сохраняется задача такой характеристики объектов, при которой силы тяготения играют роль внешних факторов, условий протекания явлений. Так что при этом вопрос о природе указанных сил отодвигается на задний план, приобретает формальный характер.

Отмеченные выше обстоятельства свидетельствуют о том, что связь между содержательными и формальными аспектами теории является сложной и многоплановой.

Подчеркнем некоторые особенности ОТО. Во-первых, в ОТО речь идет о неоднородной Вселенной, т. е. имеется в виду неоднородность пространства и времени; вместе с тем многочисленные эксперименты проводятся, исходя из принятия положения об однородности пространства и времени; следовательно, возникает противоречие. Во-вторых, положения ОТО излагаются в эйнштейновской, метрической формулировке, поэтому речь идет о тензорных компонентах величин относительно криволинейной негалилеевой системы координат, но понятие физической величины отсутствует. Ни «гравитационные потенциалы», ни конечные промежутки времени, ни пространственные расстояния не являются физическими величинами; их недопустимо отождествлять с теми величинами, которые получаются непосредственно из астрономических наблюдений. На это указывали в своих работах А. А. Фридман, затем Л. Инфельд и Е. Плебаньский. Вопрос об установлении зависимости между теоретическими положениями и теми сведениями, которые получаются непосредственно из эксперимента, приобретает особое значение в связи с необходимостью объединять представления о строении Вселенной, основанные на данных космологии, с теми результатами, которые возникают на пути создания теории элементарных частиц. В теории элементарных частиц понятие физической величины является фундаментальным, основным понятием. Поэтому предлагаются различные методы разрешения картановой проблемы¹. (В 1924 г. Э. Картан писал, что «Развитие ОТО связано с парадоксальной обязанностью интерпретировать посредством неоднородной Вселенной результаты многочисленных экспериментов, произведенных в предположении ее однородности». Это положение принято называть картановой проблемой.)

Один из возможных методов разрешения указанной проблемы дается в тетрадных представлениях. Эти пред-

¹ См. подробнее в сб. «Методологические проблемы теории измерений». Киев, 1966; А. З. Петров. Построение теории гравитационных волн и физический эксперимент; А. Е. Левашов. К теории измерения в тетрадной формулировке общей теории относительности.

ставления получили свою разработку в исследованиях Белинфанта 1940 г.; в более поздний период — в работах В. И. Родичева и целого ряда других авторов. Предполагается совершить операцию так называемого «погружения», т. е. «погрузить» четырехмерное неоднородное пространство-время в однородное псевдоевклидово пространство-время высшего числа измерений, в котором понятие физической величины имеет место. В тетрадной формулировке предполагается, что наряду с «мировыми», «тензорными» компонентами тензоров, для которых понятие величины отсутствует, вводятся также и «физические» компоненты, образованные посредством «физической тетрады».

В тетрадном формализме ОТО преодолевается односторонность геометрических подходов Римана и Клейна. Подход Римана носит в основном локальный характер, подход Клейна — глобальный. Разрешение проблемы, поставленной Э. Картаном, привело к преодолению противоречий названных подходов¹.

Для более подробного рассмотрения взаимосвязи между математическим формализмом и физическим содержанием ОТО необходимо отметить некоторые характерные черты теории гравитации.

Теория тяготения — это единственная теория, в которой не существует тензора энергии-импульса с надлежащими трансформационными свойствами². Поэтому нельзя однозначно описать распределение энергии-импульса и момента количества движения гравитационного поля. При наличии обмена энергией, импульсом и моментом между веществом и гравитационным полем невозможно однозначно описать внутреннюю структуру физической системы, хотя известно, что существует принципиальная возможность превращения гравитационного поля в вещество и наоборот.

В математическом аппарате ОТО невозможно локально различать не только такие поля, как поле сил инерции, обусловленное неинерциальной системой отсчета, и гравитационное поле (эта неразличимость основана на

¹ Б. Н. Фролов. О понятии прибора и проблеме измеримости в тетрадной теории гравитации. В сб. «Гносеологические аспекты измерений». Киев, «Наукова думка», 1968.

² В. И. Родичев. Теория тяготения Эйнштейна в представлении ортогональных реперов. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. М., 1963.

известном физическом факте равенства инертной и гравитационной массы), но и фиктивное поле, зависящее от выбора нестационарной координатной сетки. Последнее обстоятельство, а именно, невозможность аналитически отличить фиктивное поле от остальных полей, есть, очевидно, следствие несовершенства математических методов описания. Особое значение поэтому приобретает вопрос о преобразованиях в тех случаях, когда процессы, происходящие в неинерциальных системах, «сводятся» к процессам, описываемым при помощи инерциальных систем.

В СТО лоренцова ортогональная система координат является преимущественной в том отношении, что числа, сопоставляемые мировой точке в этой системе, имеют непосредственный физический смысл пространственных координат и времени. Геометрический и физический смысл любых других криволинейных координат (координатных сеток), вводимых в инерциальной системе отсчета, может быть понят только в связи с ортогональной системой.

Лоренцова ортогональная система координат является естественным аналитическим представлением инерциальной системы отсчета. Переход от одной инерциальной системы отсчета к другой описывается именно лоренцовыми ортогональными вращениями и ни чем иным.

В обычном формализме ОТО не существует преимущественных систем координат, которые имели бы непосредственный физический смысл, подобно лоренцовым системам в СТО. Существуют пути аналитического представления неинерциальной системы отсчета, являющиеся непосредственным обобщением лоренцовой системы СТО, независимые от выбора координатной сетки. А именно: так как неинерциальное движение материальной точки локально инерциальное, то ее движение можно описать как процесс последовательного перехода из одной инерциальной системы отсчета в другую; при этом системы отсчета связаны между собой последовательностью бесконечно малых локальных лоренцовых преобразований. Таким образом, вдоль мировой линии материальной точки устанавливается последовательность локальных лоренцовых систем, т. е. последовательность локальных ортогональных реперов (ортореперов) с непрерывно меняющейся, от точки к точке, ориентацией.

В ОТО система отсчета задается с помощью множества материальных точек (тел), движущихся в пространстве и

заполняющих его наподобие некоторой «среды», причем с каждой материальной точкой (телом) связаны произвольные идущие часы. В этом одно из отличий ОТО от СТО.

Аналитически такая система отсчета описывается, очевидно, множеством мировых линий, заполняющих все пространство-время. Но так как вдоль каждой мировой линии установлена последовательность ортореперов, то с каждой точкой пространства-времени связан локальный орторепер. Соседние ортореперы, принадлежащие различным мировым линиям, также связаны бесконечно малым лоренцовым вращением.

Следовательно, эти ортореперы определяют некоторую неголономную локально ортогональную систему координат, которая и является естественным аналитическим представлением неинерциальной системы отсчета.

Кроме орторепера, в каждой точке пространства-времени имеется еще аффинный репер, задающий произвольную координатную сетку (голономная система координат), на основе которой аналитически строится неголономная система.

Формализм ортогональных реперов позволил, оставаясь в рамках теории Эйнштейна, аналитически разделить понятия координатной сетки (голономная система координат) и системы отсчета, которая аналитически задается неголономной ортогональной системой координат. Путем превращения скалярных величин в тензорные преодолеваются те трудности, которые имеют место в случае нетензорных понятий. Существенно подчеркнуть, что все результаты получаются в рамках римановой геометрии. Однако трудности сохраняются, так как есть поля, не подчиняющиеся принципу локальной эквивалентности; необходимо вводить понятия кручения и рассматривать уравнения спинорного поля в пространстве аффинной связности.

Сильным аргументом для подкрепления истинности тетрадной теории гравитации является тот известный факт, что влияние гравитационного поля на фермионное поле материи описывается через тетрадное, а не непосредственно через метрическое поле.

Оценка в гносеологическом плане тетрадного формализма дается в упомянутой работе Б. Н. Фролова, где роль тетрадной теории гравитации для общерелятивистского пласта реальности сравнивается с гносеологиче-

ской ролью прибора в квантовой механике, которая была открыта Н. Бором.

Таким образом, при сравнении сложных, т. е. взятых во всей полноте, теоретических построений, принцип простоты выступает в качестве критерия сравнения, однако при таких построениях выкристаллизовать его в чистом виде чрезвычайно трудно, и во всяком случае современная логика не дает для этого должных технических средств. Здесь принцип простоты выступает в форме некоторых эстетических, сделанных почти полностью на интуитивном уровне оценок.

Поэтому для конкретного логического анализа нам приходится ограничиваться рассмотрением отдельных принципов, положений, на которых основывается разветвленная и разнообразная сеть теоретических суждений.

В качестве примера рассмотрим сравнение двух гипотез: одной — о независимости инерции и гравитации, фактически лежащей в основе классической физики; другой — об эквивалентности инерции и тяготения, которая лежит в основе построения ОТО и которую обычно называют принципом эквивалентности.

Построим для этого некоторый фрагмент логики отношений. Как известно, всякое отношение может задаваться множеством упорядоченных кортежей. Поскольку мы в дальнейшем будем рассматривать лишь бинарное отношение, будем говорить о множестве упорядоченных пар. Так, например, между парой высказываний, являющихся объектами обычного (классического) исчисления высказываний, возможно шестнадцать видов отношений.

1. Эти высказывания могут быть независимыми, т. е. находиться в отношении независимости; обозначим это отношение R_0 . Они могут быть одновременно истинными; одно из них может быть истинным, другое ложным; наконец, оба они могут быть ложными. Таким образом, отношение R_0 может быть задано следующим образом:

$$R_0: (II, IL, LI, LL),$$

где I — означает истинность высказывания; L — его ложность.

Далее мы будем говорить, что R_0 выполняется, если $\alpha_0 \Rightarrow pR_0q$ истинно (где \Rightarrow обозначает «равно по определению»).

2. Они могут быть связаны одним из четырех одно-отношений R_1, R_2, R_3, R_4 , которые задаются так:

R_1 : (ИЛ, ЛИ, ЛЛ) — назовем его отношением И-несовместимости;

R_2 : (ИИ, ЛИ, ЛЛ) — назовем его отношением ИЛ-несовместимости, или причинно-следственным отношением;

R_3 : (ИИ, ИЛ, ЛЛ) — назовем его отношением ЛИ-несовместимости, или обратным причинно-следственным отношением;

R_4 : (ИИ, ИЛ, ЛИ) — назовем его отношением Л-несовместимости.

Будем далее говорить, что R_i (где $i = 1, \dots, 4$) выполняется, если $\alpha_i \Leftrightarrow pR_iq$ истинно.

3. Возможно шесть видов двуотношений ($R_5 - R_{10}$), наиболее интересными из которых являются отношения эквивалентности R_5 : (ИИ, ЛЛ) и отношения антиэквивалентности R_6 : (ИЛ, ЛИ).

4. Возможны четыре вида три-отношений ($R_{11} - R_{14}$).

5. Наконец, возможно одно четыре-отношение, которое по существу является вырожденным (R_{15}).

Теперь все отношения могут быть представлены как подмножества множества упорядоченных пар D : (ИИ, ИЛ, ЛИ, ЛЛ), задающего отношение R_0 , т. е. отношение независимости. Отсюда сразу же следует, что множество отношений $F : (R_0, \dots, R_{15})$ есть частично упорядоченное по включению множество. Так, например, все R_i , где $i = 1, \dots, 15$, включены в R_0 . Отношения $R_1 - R_4$, соответственно $R_5 - R_{10}$, несравнимы и т. д.

Зададим теперь на множестве D меру, которая будет определяться как отношение числа элементов (упорядоченных пар), составляющих данное подмножество, к числу элементов всего множества. Поскольку между подмножествами множества D и элементами множества F (отношениями) установлено взаимно однозначное соответствие, то меру некоторого подмножества множества D естественно считать мерой того отношения, которое задается этим подмножеством.

Свяжем теперь меру с понятием фальсифицируемости К. Поппера¹, которая, как известно, имеет прямое отношение к информации, содержащейся в данном высказывании: высказывание является тем более информационным,

¹ К. Поппер. The logic of scientific discovery. London, 1959.

чем более оно фальсифицируемо. Мы будем называть высказывание фальсифицируемым, если его удастся сделать ложным.

Ясно, что каждое из введенных отношений может быть определено через высказывание α_i ($i = 5, \dots, 15$) и $\alpha_i \Leftrightarrow \Leftrightarrow pR_4q$, если оно является истинным. Естественно, что наиболее фальсифицируемым является высказывание α_0 , поскольку оно превращается в ложь, как только один из четырех элементов таблицы, задающей отношение R_0 , становится ложным или вычеркивается. Поэтому мы припишем высказыванию α_0 (соответственно отношению R_0) меру, равную 1. Более трудно фальсифицировать высказывания $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$, поскольку каждое из них становится ложным, в случае, если вычеркивается один из трех элементов, а не из четырех, как в случае α_0 . Следует заметить при этом, что добавление к трем элементам, задающим указанные отношения, одного из имеющихся в них элементов не может изменить таблицу в силу закона идемпотентности в логике высказываний. Добавление же в качестве четвертого элемента, отсутствующего в соответствующей таблице, также не превращает соответствующее высказывание в ложь, не фальсифицирует его, поскольку такое добавление лишь переводит отношения R_1, R_2, R_3, R_4 в высший вид отношений R_0 , что не является фальсификацией. Ясно, таким образом, что каждому из высказываний $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ приписывается мера, равная $3/4$. Высказываниям $\alpha_5 - \alpha_{10}$ приписывается мера, равная $2/4$, а высказываниям $\alpha_{11} - \alpha_{14}$ — мера, равная $1/4$, и, наконец, высказыванию α_{15} — мера, равная 0.

Естественно теперь рассматривать высказывание α_0 как наиболее сложное. Это вполне согласуется, с одной стороны, с обычными определениями информации, с другой — с концепцией фальсификационизма².

Действительно, это высказывание, как было отмечено выше, наиболее легко фальсифицируемо и, таким образом, уже по одному этому содержит в себе наибольшую информацию.

В самом деле, что может быть более трудным и требовать наибольшего количества информации, чем установление того, что два высказывания (p и q) не связаны меж-

² К. Поппер. The logic of scientific discovery. London, 1959; J. Kemeny. Two Measures of Complexity. The Journal of Philosophy. LII, 1955.

ду собой никакими из указанных шестнадцати видов отношений?

Наоборот, что может быть проще, чем предположение о том, что эти высказывания связаны любым из соответствующих видов отношений?

Первое соответствует высказыванию α_0 и содержит в себе наибольшую информацию; второе соответствует α_{15} и не содержит никакой информации или информацию, равную 0.

Все остальные высказывания от α_0 до α_{15} находятся в промежутке между этими высказываниями.

Попытаемся теперь с помощью построенной нами модели оценить меру некоторых интересующих нас гипотез, и в первую очередь гипотез о соотношении инерции и тяготения.

Для этого построим язык типа узкого исчисления предикатов, в котором имеется n индивидов: a_1, a_2, \dots, a_n и два предиката P и Q .

Высказывание $P(a_i) \rightleftharpoons p_i$, где $i = 1, \dots, n$, будет обозначать, что точка движется под действием силы инерции. Высказывание $Q(a_i) \rightleftharpoons q_i$, где $i = 1, \dots, n$, будет обозначать, что точка движется под действием силы тяготения. Рассмотрим теперь меры гипотез H_0, H_1, H_4, H_5 , состоящие в том, что движения под действием инерции и под действием гравитации являются независимыми свойствами (H_0) и зависимыми ($H_1 - H_5$), связанными каким-то одно-отношением ($H_1 - H_4$), например, причинно-следственным (H_2), или эквивалентными отношениями (H_5).

Ясно, что конструкция гипотезы H_i будет выглядеть в построенном нами языке следующим образом:

$$H_i = \bigwedge_{j=1}^{j=n} p_i R_i q_j; \quad i = 0, \dots, 15. \quad (1)$$

Отсюда следует, что мера $H_0 = 1$, мера $H_1 - H_4$ равна $3^n/4^n$, мера H_5 равна $2^n/4^n$.

Таким образом, H_0 будет наиболее сложной гипотезой, содержащей наибольшую информацию. Гипотезы $H_1 - H_4$ эквисимплитны, как и гипотезы $H_5 - H_{10}$, которые, конечно, проще всех предыдущих.

В свою очередь, гипотезы от H_{11} до H_{14} , мера которых равна $1/4^n$, будут, конечно, проще всех предыдущих, хотя также являются эквисимплитными.

И, наконец, самой простой является гипотеза H_{15} , мера которой равняется 0.

Поясним этот расчет на примере языка, состоящего из двух предикатов P и Q и двух индивидов a_1, a_2 .

Тогда, согласно вышеуказанной формуле,

$$H_i = \bigwedge_{j=1}^{j=2} p_j R_i q_j; \quad i = 0, \dots, 15,$$

$$H_0 = (P(a_1) R_0 Q(a_1)) \wedge (P(a_2) R_0 Q(a_2)) = \\ = p_1 q_1 \wedge p_2 q_2; \quad p_1 q_1 \wedge p_2 \bar{q}_2; \quad p_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 q_2;$$

$$p_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2; \quad \bar{p}_1 q_1 \wedge p_2 q_2; \quad \bar{p}_1 q_1 \wedge p_2 \bar{q}_2;$$

$$\bar{p}_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 q_2; \quad \bar{p}_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2;$$

$$p_1 \bar{q}_1 \wedge p_2 q_2; \quad p_1 \bar{q}_1 \wedge p_2 \bar{q}_2; \quad p_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 q_2;$$

$$p_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2; \quad \bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge p_2 q_2; \quad \bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge p_2 \bar{q}_2;$$

$$\bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2; \quad \bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 q_2;$$

где $p_1 \rightleftharpoons P(q_1)$; $p_2 \rightleftharpoons P(a_2)$; $q_1 \rightleftharpoons Q(a_1)$; $q_2 \rightleftharpoons Q(a_2)$.

Итак, в таблице присутствуют все возможные шестнадцать членов, следовательно, мера H_0 действительно равна 1.

Подсчитаем еще для примера меру H_2 и H_5 .

$$H_2 = (P(a_1) \supset Q(a_1)) \wedge (P(a_2) \supset Q(a_2)) = \\ = p_1 q_1 \wedge p_2 q_2; \quad p_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 q_2; \quad p_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2;$$

$$\bar{p}_1 q_1 \wedge p_2 q_2; \quad \bar{p}_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 q_2; \quad p_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2;$$

$$\bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge p_2 q_2; \quad \bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 q_2; \quad \bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2,$$

где $R \rightleftharpoons \supset$ как причинно-следственное отношение.

Следовательно, $\text{mes } H_2$ равна 9/16. И, наконец, подсчитаем меру H_5 :

$$H_5 = (P(a_1) \equiv Q(a_1)) \wedge (P(a_2) \equiv Q(a_2)) = \\ = p_1 q_1 \wedge p_2 q_2; \quad \bar{p}_1 q_1 \wedge \bar{p}_2 q_2;$$

$$p_1 \bar{q}_1 \wedge p_2 \bar{q}_2; \quad \bar{p}_1 \bar{q}_1 \wedge \bar{p}_2 \bar{q}_2.$$

Следовательно, $\text{mes } H_5$ равна 4/16. Заметим, что таблицы H_1, H_3, H_4 отличаются друг от друга и от H_2 , хотя

мера их эквивалентна мере H_2 . То же относится к H_6 — H_{10} по отношению к H_5 .

Итак, гипотеза об эквивалентности движений под действием сил инерции и гравитации проще, чем гипотеза о их независимости, хотя она и не является самой простой. Она эквивалентна гипотезе об их антиэквивалентности, не говоря уже о связи инерции и тяготения какими-то из три-отношений, каждое из которых проще гипотезы об эквивалентности инерции и тяготения.

Может сложиться впечатление, что описанный здесь анализ приводит к парадоксальному выводу, будто физические теории становятся все менее и менее содержательными, менее и менее информативными и что вообще наука развивается скорее от сложного к простому, чем наоборот. Впечатление это является, на наш взгляд, совершенно неверным, хотя, кажется, именно так пытаются расценивать ряд современных логико-философских построений, типа построений Поппера, некоторые из наших философов.

Действительно, верно, что для обоснованного предположения о том, что физическое пространство моделируется евклидовым геометрическим пространством (что полностью согласуется с предположением о независимости друг от друга инерции и гравитации), требует гораздо больше информации, нежели гипотеза о том, что физическое пространство описывается одним из видов римановой геометрии, а именно тем, в котором движение под действием гравитации будет происходить по геодезической линии.

Это вовсе не противоречит тому обстоятельству, что для задания точки в римановом пространстве требуется намного больше информации, чем для задания точки в евклидовом пространстве. Здесь происходит как бы своеобразное «перекачивание» информации из области гипотез в теорию. Первоначально теории основывались на более сильных в смысле содержания информации гипотезах, с другой стороны, сами эти теории в этом же смысле были довольно слабыми. Последующие теории, благодаря огромной информации, связанной с самыми разнообразными исследованиями, и, в частности, в связи с тем, что становился более богатым тот математический язык, с помощью которого они строились, могут использовать в качестве фундамента гораздо более слабые в том же информацион-

ном смысле гипотезы, хотя сами, наоборот, оказываются более сильными.

На наш взгляд, это вполне согласуется с очень распространенной сейчас попыткой трактовать физические теории как становящиеся все более сложными и информационно богатыми за счет рассмотрения разнообразных запретов, не включавшихся в прежние теории.

Действительно, отказываясь от рассмотрения каких-то возможностей на уровне гипотезы, например, не рассматривая всех возможностей, связанных с независимостью инерции и гравитации, что, конечно, делает гипотезу менее информационно содержательной, т. е. более слабой, мы вынуждены перенести соответствующие запреты в область теории, где это связано, наоборот, с необходимостью увеличения информации, что и сказывается прежде всего на необходимости пользоваться более богатым математическим языком. Это можно проследить не только на примере соотношений теории ОТО и теории Ньютона, но и на примере многих других теорий.

Однако, решив вопрос о том, что принцип эквивалентности, положенный в основу построения ОТО, проще гипотезы о независимости инерции и гравитации, положенной в основу классической физики, и даже решив вопрос о том, что этот принцип эквивалентности не является самым простым из возможных принципов связи инерции и гравитации, анализ наш не может показать нам, какие же именно гипотезы должны лежать в основе какой-то новой физической теории и даже в каких они будут отношениях. Но этот анализ можно продолжать на основе некоторых более глубоких логических соображений.

Выяснение того, что евклидово пространство не годится в качестве модели, описывающей физическое пространство при современном состоянии знаний о нем, и появление гипотезы о том, что такой моделью может быть один из видов римановой геометрии, сопровождалось попыткой полной релятивизации времени, превращением его просто в четвертую координату четырехмерного пространства, ни в коем случае не преимущественную перед всеми остальными. Очень скоро выяснилось, однако, что такая полная релятивизация времени проведена быть не может вследствие наличия принципа причинности, превращающего временную координату в принципиально асимметричную.

В ОТО это положение вещей описывается либо ограничением в виде постулата вещественности, либо непосредственно тем, что координата времени входит в уравнение с другим знаком. Но если действие принципа причинности, накладывающего ограничения на релятивизацию времени, было учтено сразу, собственно никогда и никем из физиков не предполагалось такой модели физического пространства, в которой бы все четыре координаты были совершенно равноправными, то в отношении действия этого же принципа те ограничения, которые накладываются им на сам общий принцип относительности, были замечены не сразу.

Так, например, Я. Б. Зельдович, в своих работах пишет ¹, что по принципу эквивалентности, переходя к ускоренно движущейся системе координат, можно локально избавиться от гравитационного поля.

Очень существенным шагом в этом направлении был метод тетрад, описанный нами выше, представляющий собой удачную математическую модель того ставшего уже физически ясным положения вещей, что принцип эквивалентности справедлив локально, а не глобально.

Следующим шагом, не хронологическим, а по существу, было построение В. А. Фока, показавшего, что ОТО может быть построена не только не из принципа эквивалентности, но даже и не из общего принципа относительности. Этот шаг был важен потому, что он показывает, что между относительностью пространства и времени и относительностью движения имеется не только связь, но и различие ². Но если это так, то, следовательно, вопрос выбора систем координат, вопрос о возможности определения равноускоренного движения системы по ее внутренним свойствам, в конце концов вопрос о преимуществе систем Коперника и Галилея нельзя решать, опираясь на один только авторитет ОТО.

На наш взгляд, здесь снова нужно прибегнуть к принципу простоты, который должен быть, по-видимому, включен в саму логику, скажем, в качестве гармонизирующего начала для принципа свертывания и принципа противо-

¹ Я. Б. З е л ь д о в и ч. Теория расширяющейся Вселенной, созданная А. А. Фридманом. УФН, 1963, 80, вып. 3.

² В. А. Ф о к. О роли принципов относительности и эквивалентности в теории тяготения Эйнштейна. «Вопросы философии», 1961, № 12.

речия (наподобие того, как принцип неопределенности в квантовой механике гармонизирует динамические и кинематические параметры). Конечно, вариантов такого рода логик можно было бы построить достаточно много, и, по-видимому, нужно найти ряд каких-то ограничений, с помощью которых можно было бы построить логику, хоть сколько-нибудь похожую на то, что можно было бы назвать логикой теории относительности. О некоторых из таких ограничений можно уже говорить и в настоящее время.

1. Как следует из метода тетрад, ряд основных физических свойств не подчиняются принципу единообразия, играющему в нашем мире роль принципа, обосновывающего индукцию. В работах некоторых авторов закономерно ставится вопрос о правомерности экстраполяции положений, характеризующих современное состояние Вселенной, на периоды, в отношении которых данные связи, возможно, и не имели места.

Так, например, в современной космологии остро стоит проблема нахождения путей, при помощи которых можно было бы с должным основанием охарактеризовать состояние Вселенной в далеком прошлом и выявить те факторы, в силу влияния которых в ходе эволюции она приобрела современный вид, соответствующее строение.

По вопросу о том, что было до момента $t = 0$ и при $t < 0$, в современной науке не имеется ответа. Высказываются даже суждения¹ о том, что, может быть, сам вопрос незаконен, не существует, как не существует в теории относительности вопроса «какое событие было раньше?» для пространственно разделенных событий.

2. Нужно учитывать возможность рассмотрения других отношений между гипотезами, кроме отношений независимости и эквивалентности.

Легко заметить, что развитый здесь подход довольно резко отличается от тех рассмотрений логики физических теорий, через анализ структуры языка этих теорий, которые рассматриваются Биркгофом, Рейхенбахом, Гайзенбергом, Детуш, Л. Ружье и др. Недаром же все упомянутые авторы, кроме, разве, Биркгофа, настаивая на необходимости рассмотрения, скажем, логики квантовой ме-

¹ Я. Б. З е л ь д о в и ч. Теория расширяющейся Вселенной, созданная А. А. Фридманом. УФН, 1963, 80, вып. 3, стр. 383.

ханики, утверждают, что для теории относительности никакой специальной логики как будто не требуется. С указанной точки зрения построенные и намеченные здесь логические модели действительно не следовало бы называть логикой теории относительности. Как неоднократно отмечалось нами выше, поставленная задача состояла в том, чтобы как-то логически различить те гипотезы, которые казались отличающимися друг от друга чисто физически.

Нам представляется, что такой анализ сам по себе достаточно интересен и тем более может привести к достаточно интересным результатам при его дальнейшей разработке.

Мы считаем, что уже сейчас его можно распространить на решение вопроса о выборе между несколькими теориями, особенно в тех случаях, когда к этим теориям, как это имеет место, например, для теории относительности, нельзя применить традиционную стратегию *experimentum crucis*.

Впрочем, выбор более логически стройной, т. е. более простой теории, руководствуясь все тем же принципом простоты, не только не противоречит этой знаменитой стратегии, но является прямым ее продолжением. Разумеется, для использования принципа логического выбора сами теории должны быть аксиоматическими, причем аксиоматизация должна быть построена на уровне формализованных языков.

Трудности здесь совершенно очевидны, как на это не раз указывали многие логики и физики.

Но дело вовсе не кажется нам совершенно безнадежным. В настоящее время стало уже традиционным различие языка теории и логики.

С нашей точки зрения, и в языке теории также следует различать несколько уровней формализации, и процесс совершенствования теорий связан с переходом на более высокий уровень формализации.

Этот процесс ярко прослеживается в современном развитии теории относительности. Известно, что А. З. Петров¹ в своих работах исходит из строгого определения по-

¹ А. З. Петров. Новые методы в общей теории относительности. Изд-во «Наука», 1966.

Нятия граничных условий и что уточнение этих понятий влечет за собой строгую классификацию типов возможных пространств: плоское пространство T_1 (группа G_{10}), пространство T_2 (с транзитивной разрешимой группой G_6), пространство T_3 с неабелевой группой.

Естественно предположить, что чем строже и определеннее язык теории, тем больше будет предпосылок для строгого, формально логического выражения закономерностей теоретического построения.



**АЛЬБЕРТ ЭЙНШТЕЙН.
СОБРАНИЕ НАУЧНЫХ ТРУДОВ
(в четырех томах)¹**

Том I. Работы по теории относительности 1905—1920 гг.

Том II. Работы по теории относительности 1921—1955 гг.

Том III. Работы по кинетической теории, теории излучения и основам квантовой механики 1901—1955 гг.

Том IV. Статьи, рецензии, письма. Эволюция физики. Изд-во «Наука», 1965—1967 гг.

Завершено издание собрания научных трудов Альберта Эйнштейна. В составляющих это монументальное издание четырех томах около 2800 страниц и более 300 статей, заметок и других материалов, написанных великим физиком с 1900 по 1955 год — год его смерти.

Эйнштейну не пришлось посетить нашу страну, и он не знал русского языка. Тем не менее факт таков: русское издание подобного типа является первым в мировой литературе. Это обстоятельство, разумеется, не случайно, оно отражает уровень физики в СССР и наши достижения в области издания научной литературы. Вместе с тем нельзя не удивляться тому, что за 13 лет, прошедших после кончины Эйнштейна, собрание его трудов не издано ни на его родном немецком языке, ни на английском языке (последние 22 года своей жизни Эйнштейн провел в США, где и находится его архив).

Целесообразность издания трудов классиков естествознания нет нужды подчеркивать. Это и подавно излишне в данном случае, поскольку, согласно распространенному мнению, которое полностью разделяется рецензентом,

¹ Рецензия. Была в сокращенном виде опубликована в журнале «Успехи физических наук» (95, 553, 1968 г.).

Эйнштейн не только является величайшим физиком нашего века, но и в истории физики может быть сопоставлен по своей творческой мощи и достижениям только с Ньютоном.

Несомненно, однако, что труды классиков науки в большинстве случаев имеют исторический интерес. Кроме того, конечно, собрание научных трудов является человеческим документом. Если и не для всех, то, по крайней мере, для специалистов в соответствующей области, чтение сочинений классиков науки вполне сопоставимо с чтением мемуаров, литературной переписки и других документов, оставленных общественными деятелями и классиками литературы и искусства.

Все это, конечно, справедливо и в отношении трудов Эйнштейна, но в не меньшей мере значение их в другом — они актуальны. Две причины обуславливают такой, быть может, несколько неожиданный вывод. Первая причина очевидна — Эйнштейн почти что наш современник, все его работы принадлежат XX веку. Вторая причина более специфична и связана с содержанием и, можно сказать, исторической судьбой общей теории относительности. С одной стороны, общая теория относительности является величайшим достижением как самого Эйнштейна, так и в известном смысле всей теоретической физики. Но, с другой стороны, общая теория относительности в некотором отношении опередила свое время. В пределах Солнечной системы и даже всей нашей Галактики предсказываемые общей теорией относительности новые эффекты весьма малы, что обусловлено слабостью гравитационных полей (силу гравитационного поля можно, как известно, охарактеризовать параметром φ/c^2 , где φ — ньютоновский потенциал тяготения, равный нулю «на бесконечности»; в пределах Солнечной системы $|\varphi|/c^2 \leq 2 \cdot 10^{-6}$). Отсюда проистекает и трудность проверки общей теории относительности и возможность все еще как-то оперировать с «конкурирующими» релятивистскими теориями тяготения. Здесь не место развивать эту тему (мнение рецензента о состоянии проверки общей теории относительности ясно, например, из его статьи, опубликованной в «Эйнштейновском сборнике 1967»). Общая теория относительности начинает «работать в полную силу» в случае сильных полей тяготения, с которыми и приходится сталкиваться в космологии, а также в условиях гравитационного коллапса и для

нейтронных звезд. В последние годы, в связи с успехами астрономии, весь этот круг проблем, объединяемый сейчас общим названием «релятивистская астрофизика», привлекает к себе пристальное внимание и явился объектом многочисленных исследований¹. Внимание к общей теории относительности в различных ее аспектах сильно возросло в последнее время и вне непосредственной связи с развитием астрофизики. В результате общая теория относительности сегодня занимает и в физике и, особенно, в астрономии значительно большее место, чем в прошлом.

Общая теория относительности есть вполне определенная теория гравитационного поля, в которой это поле полностью описывается метрическим тензором g_{ik} . Установленные Эйнштейном (окончательно в 1915 г., а с учетом Λ -члена в 1917 г.) уравнения для g_{ik} — это как раз те уравнения, с которыми сейчас и оперируют. Насколько уравнения Эйнштейна однозначны и обязательны, как с ними работать, каков смысл различных понятий и образов, используемых в общей теории относительности? Вот с такими и многими другими вопросами сталкиваются все более многочисленные физики, астрономы и математики, занимающиеся проблемами, в той или иной форме связанными с общей теорией относительности. Всякий, кто следит за литературой или присутствовал на семинарах и конференциях, знает, как много споров вызывают эти вопросы, сколько труда приходится тратить на их решение. Достаточно напомнить два примера недавнего прошлого: споры о самом существовании и характере гравитационного излучения, а также анализ гравитационного коллапса и решений в области «внутри» шварцшильдовской сферы.

Эти замечания понадобились затем, чтобы сформулировать основной тезис: собрание трудов Эйнштейна является и надолго останется ценнейшим источником для изучения общей теории относительности, понимания многих ее особенностей и типичных черт. Было бы, разумеется, нелепым противопоставлять эти труды хорошим учебникам, в которых излагается общая теория относительности: речь идет о другом; работы Эйнштейна в об-

¹ Состояние проблемы достаточно полно освещено в монографии: Я. Б. З е л ь д о в и ч, И. Д. Н о в и к о в. «Релятивистская астрофизика». Изд-во «Наука», 1967.

ласти общей теории относительности при современном уровне преподавания и исследований в этой области остаются актуальными, имеют не только исторический интерес. Впрочем, как это обычно имеет место в отношении подлинно великих научных теорий, сохраняющих все свое значение в наши дни, в области общей теории относительности история и современность во многом вообще неотделимы друг от друга.

Каковы логические и физические основы теории? И, конкретно, каково значение принципа эквивалентности и принципа общей ковариантности для ее построения? Обойти эти вопросы не может никто из тех, кто излагает общую теорию относительности студентам. Без ответа на них понимание общей теории относительности может быть лишь формальным. Мнения же на этот счет существуют весьма различные. Сам Эйнштейн придавал принципу эквивалентности особое значение. В 1916 г. (Собрание трудов, т. I, стр. 505) он писал: «по моему разумению моя теория покоится исключительно на этом принципе». О том же пишет Эйнштейн и в 1918 г. (т. I, стр. 614). Насколько нам известно, Эйнштейн и в дальнейшем никогда не оставлял такого убеждения. В то же время существует мнение, согласно которому принцип эквивалентности лишь «выполнил важные обязанности повивальной бабки при рождении общей теории относительности. Я предлагаю похоронить повивальную бабку с соответствующими почестями...» (Д. С и н г. Общая теория относительности. ИЛ, 1963, стр. 9). Более того, в литературе высказывается мнение, что Эйнштейн неправильно понимал принцип эквивалентности, забывая об его локальном характере.

Обращаясь к работам Эйнштейна, мы не видим, однако, никаких оснований для подобного утверждения. Построение общей теории относительности, если опираться на литературные источники, было начато Эйнштейном в статье «О принципе относительности и его следствиях», опубликованной в 1907 г. (т. I, стр. 65). Можно надеяться, что не покажется излишним, если здесь будет приведен целиком § 17 из этой статьи, озаглавленный «Ускоренная система отсчета и гравитационное поле».

«До сих пор мы применяли принцип относительности, т. е. требование независимости законов природы от состояния движения системы отсчета, только к неускоренным системам отсчета. Можно ли представить себе, что прин-

цип относительности выполняется и для систем, движущихся относительно друг друга с ускорением?

Правда, пока еще нет возможности подробно обсуждать здесь этот вопрос. Но поскольку этот вопрос должен возникнуть перед каждым, кто следил за применениями принципа относительности до настоящего времени, я не могу не высказать здесь своего мнения на этот счет.

Рассмотрим две системы отсчета Σ_1 и Σ_2 . Пусть Σ_1 движется с ускорением в направлении своей оси X , и пусть ее ускорение (постоянное во времени) равно γ . Предположим, что Σ_2 покоится, но находится в однородном гравитационном поле, которое сообщает всем телам ускорение $-\gamma$ в направлении оси X .

Как известно, физические законы относительно Σ_1 не отличаются от законов, отнесенных к Σ_2 ; это связано с тем, что в гравитационном поле все тела ускоряются одинаково. Поэтому при современном состоянии наших знаний нет никаких оснований полагать, что системы отсчета Σ_1 и Σ_2 в каком-либо отношении отличаются друг от друга, и в дальнейшем мы будем предполагать полную физическую равноценность гравитационного поля и соответствующего ускорения системы отсчета.

Это предположение распространяет принцип относительности на случай равномерно ускоренного прямолинейного движения системы отсчета. Эвристическая ценность этого предположения состоит в том, что оно позволяет заменить однородное поле тяжести равномерно ускоренной системой отсчета, которая до известной степени поддается теоретическому рассмотрению».

Речь здесь идет об однородном гравитационном поле и равномерно ускоренной системе отсчета, но нет и намека на возможность «исключить» любое поле тяготения выбором системы отсчета. Кстати сказать, уже в этой работе Эйнштейн пришел к выводу о влиянии тяготения на ход часов и распространение света. Развивая эти идеи в статье 1911 г. (т. I, стр. 165), Эйнштейн повторяет формулировку принципа эквивалентности и делает следующее замечание (т. I, стр. 166).

«Конечно, нельзя л ю б о е поле тяжести заменить состоянием движения системы без гравитационного поля, точно так же, как нельзя преобразовать все точки произвольно движущейся среды к покою посредством релятивистского преобразования».

Этот момент неоднократно подчеркивался Эйнштейном и в дальнейшем. Вот выдержка из статьи 1914 г. (т. I, стр. 285).

«Предварительно сделаем еще одно замечание для устранения напрашивающегося недоразумения. Сторонник обычной современной теории относительности с известным правом называет «кажущейся» скорость материальной точки. Именно, он может выбрать систему отсчета так, что материальная точка имеет в рассматриваемый момент скорость, равную нулю. Если же существует система материальных точек, которые обладают разными скоростями, то он уже не может ввести такую систему отсчета, чтобы скорости всех материальных точек относительно этой системы обращались в нуль. Аналогичным образом физик, стоящий на нашей точке зрения, может называть «кажущимся» гравитационное поле, поскольку соответствующим выбором ускорения системы отсчета он может достичь того, чтобы в определенной точке пространства-времени гравитационное поле обращалось в нуль. Однако примечательно, что обращение в нуль гравитационного поля посредством преобразования в общем случае не может быть достигнуто для протяженных гравитационных полей. Например, гравитационное поле Земли нельзя сделать равным нулю посредством выбора подходящей системы отсчета».

Наконец, в 1916 г. Эйнштейн опубликовал заметку (т. I, стр. 505) — ответ на критическую статью Ф. Котлера, в которой специально подчеркивается локальный характер принципа эквивалентности. Эйнштейн, в частности, пишет (т. I, стр. 506):

«Нельзя утверждать, что, если в системе K' существует **п р и з в о л ь н о е** гравитационное поле, то всегда найдется такая система K , по отношению к которой изолированная масса движется прямолинейно и равномерно, т. е. в которой нет никакого поля тяжести. Абсурдность такого утверждения очевидна. Например, если поле тяжести в системе K создается покоящейся материальной точкой, то это поле для всей области вокруг материальной точки невозможно исключить никакими преобразованиями системы координат. Никким образом нельзя также утверждать, что поле тяжести в какой-либо мере объясняется чисто кинематически: «кинематическое, нединамическое понимание гравитации» невозможно. Мы не можем получить

любое гравитационное поле посредством простого ускорения одной галилеевой системы координат относительно другой, поскольку таким путем возможно получать поля только определенной структуры, которые, однако, должны подчиняться тем же законам, что и все другие гравитационные поля. Это еще одна формулировка принципа эквивалентности (специально для применения этого принципа к гравитации)». Можно надеяться, что уже приведенные выдержки не оставляют ни малейших сомнений в правильном понимании Эйнштейном принципа эквивалентности, как носящего локальный характер.

Совсем другое дело, необходим ли принцип эквивалентности для построения общей теории относительности. О необходимости, в строгом смысле слова, говорить здесь, конечно, не приходится. Общая теория относительности с формальной точки зрения сводится к уравнениям для g_{ik} , которые должны быть в применении к решению физических задач дополнены определенными высказываниями о граничных и начальных условиях, а также о смысле и методах измерения наблюдаемых величин. Не существует никакого однозначного ответа в отношении путей получения всей этой схемы. Если же она принята, то возможность введения в достаточно малой пространственно-временной области (в полях специального типа, например, в стационарном поле, в ряде случаев достаточно требовать малости только пространственной области) локально-инерциальной системы отсчета без поля тяготения эквивалентна возможности считать в этой достаточно малой области или, формально, в бесконечно малой области, риманово пространство евклидовым. В этом отношении принцип эквивалентности автоматически содержится в общей теории относительности, разве что вместе с часто даже не оговариваемым предположением о достаточной «гладкости» функций $g_{ik}(x_i)$.

Наконец, необходим ли принцип эквивалентности для понимания общей теории относительности? Вряд ли можно дать уверенный ответ на подобные вопросы, в какой-то мере это дело вкуса. Но мнение рецензента в этом отношении, как и мнение многих других, целиком совпадает со взглядами Эйнштейна: принцип эквивалентности представляет собой подлинную физическую основу общей теории относительности. Действительно, как же иначе понять, почему поля тяготения нужно описывать именно с

помощью метрического тензора g_{ik} , а не другими величинами? В частности, если не опираться на принцип эквивалентности, то самым естественным обобщением ньютоновской теории тяготения представляется скалярная релятивистская теория тяготения (поле тяготения в ней описывается скаляром ϕ). Именно с этого и начал сам Эйнштейн (см. т. II, стр. 404). Скалярная теория тяготения детально развивалась Нордстремом и была оставлена только после 1919 г., когда впервые наблюдалось отклонение световых лучей в поле Солнца (в скалярной теории отклонение лучей отсутствует). Более того, даже в наши дни Дикки и другие развивают тензорно-скалярную теорию и проверяют ее на опыте (напомним, что одной из научных сенсаций 1967 г. явилось как раз обнаружение сплюснутости Солнца, которую Дикки ожидал, обосновывая тензорно-скалярную теорию; другое дело, что сплюснутость Солнца может объясняться и другими причинами, и о подтверждении теории Дикки пока еще не может быть и речи). Правда, равенство инертной и тяжелой массы, а также гравитационное смещение частоты, имеют место не только в общей теории относительности, но и, например, в скалярной и тензорно-скалярной теориях. Но основная идея общей теории относительности о связи и даже в известном смысле тождестве метрики и тяготения все равно представляется неотделимой от принципа эквивалентности и возникла только на его основе. Впрочем, об эвристическом значении этого принципа, о его роли в качестве «повивальной бабки», видимо, ни у кого нет сомнений. Предлагается лишь «похоронить» этот принцип при современном изложении и, следовательно, при преподавании общей теории относительности. Однако для того, кто знакомится с теорией, она в каком-то отношении рождается вновь. Тезис, защищаемый рецензентом, как раз в том и состоит, что использование принципа эквивалентности остается лучшим и даже единственным прочным фундаментом, на котором должно покоиться изложение общей теории относительности и в наши дни.

Меньшее значение имеет принцип общей ковариантности. Видимо, Эйнштейн на первом этапе переоценивал роль этого принципа. Но, по крайней мере, уже в 1918 г. он с полной ясностью подчеркнул математический характер принципа ковариантности (принципа «а» в цитируемой заметке; т. I, стр. 613). Вместе с тем этот принцип

«приобретает значительную эвристическую силу, которая проявилась при решении гравитационных проблем и основана на следующем: из двух согласующихся с опытом теоретических систем предпочтение должно быть отдано той, которая проще и прозрачнее с точки зрения абсолютного дифференциального исчисления. Если гравитационной механике Ньютона придать форму ковариантных (четырёхмерных) уравнений, то легко убедиться, что принцип «а» практически (хотя и не вполне строго), исключает эту теорию!» (т. I, стр. 614).

Такое же мнение о принципе ковариантности Эйнштейн высказывал и в последующих статьях (т. II, стр. 344; т. IV, стр. 284). Вопрос о роли принципа ковариантности, видимо, достаточно широко обсуждался в физических кругах сразу же после создания общей теории относительности. Одно из свидетельств этого — известная монография В. Паули «Теория относительности», опубликованная в 1921 г. (русский перевод издан в 1947 г.). В § 52 книги В. Паули роль принципа ковариантности освещена, на наш взгляд, вполне правильно. Вместе с тем в своей рецензии на книгу Паули Эйнштейн горячо рекомендует ее читателям (т. IV, стр. 46).

Единственный принципиальный момент, который играл для Эйнштейна важную роль при построении теории и в отношении которого он был отчасти неправ, связан с относительностью инерции. Речь идет о предположении, что «инерция материальной точки полностью обусловлена воздействием всех остальных масс посредством некоторого рода взаимодействия с ними» (статья 1912 г.; т. I, стр. 225). В уже цитированной заметке 1918 г. (т. I, стр. 613) Эйнштейн называет такое требование принципом Маха. Но здесь же он замечает «необходимость придерживаться его (т. е. принципа Маха.— В. Г.) отнюдь не разделяется другими авторами, но я и сам считаю, что выполнение его необязательно». Необязательность принципа Маха Эйнштейн подчеркивал и ранее — в 1913 г. (т. I, стр. 296). Фактом является вместе с тем то, что принцип Маха казался тогда Эйнштейну весьма привлекательным. Между тем, требование об относительности инерции и связанные с ним аргументы, фигурировавшие в ранних статьях Эйнштейна, чужды идеям теории поля. К сожалению, нам не удалось установить, когда это обстоятельство стало окончательно ясно самому Эйнштейну.

Но оно, несомненно, стало ему ясно достаточно давно, упоминания о принципе Маха еще в двадцатые годы исчезли из его статей. Наконец, в «Автобиографических заметках», написанных на 68 году жизни, т. е. в 1946 или 1947 г., Эйнштейн писал (т. IV, стр. 268):

«По мнению Маха, в действительно рациональной теории инертность должна, подобно другим ньютоновским силам, происходить от взаимодействия масс. Это мнение я долгое время считал в принципе правильным. Оно неявным образом предполагает, однако, что теория, на которой все основано, должна принадлежать тому же общему типу, как и ньютонова механика: основными понятиями в ней должны служить массы и взаимодействия между ними. Между тем нетрудно видеть, что такая попытка решения не вяжется с духом теории поля».

Впрочем, принципу Маха можно придать форму, в которой он согласуется с теорией поля. Именно это сделано в уже цитированной статье Эйнштейна 1918 г., где принцип Маха формулируется так: « G -поле (т. е. поле g_{ik} . — $B. T.$) полностью определяется массами тел» (т. I, стр. 613). Затем Эйнштейн указывает, что принцип Маха «тесно связан с вопросом пространственно-временной структуры мира как целого, так как в порождении G -поля принимают участие все массы» (т. I, стр. 614). Фактически уравнения Эйнштейна для поля g_{ik} как с Λ -членом, так и без него, принципу Маха в приведенной формулировке не удовлетворяют. Вместе с тем в литературе и до сих пор ведется дискуссия о принципе Маха, его смысле, возможных формулировках и т. п.

Спросим теперь, правильно ли, с точки зрения уровня современной физики, понимал Эйнштейн созданную им общую теорию относительности? На первый взгляд сама постановка такого вопроса может шокировать. Но, фактически, этот вопрос обсуждается в различных статьях и монографиях и, в принципе, является вполне законным. В истории физики известны примеры того, когда авторы замечательных открытий не понимали или не вполне понимали их истинное содержание. Например, де Бройль и Шредингер ввели и оперировали ψ -функцией, но не знали, каков ее подлинный смысл. Таким образом, вопрос о понимании теории ее автором имеет смысл и дело здесь в конкретно-историческом анализе, а не в предвзятых мнениях. Нужно, однако, помнить, что многие

дискуссия является в основном результатом недостаточности четкого или двусмысленного определения предмета спора. Так может произойти и в отношении ответа на вопрос, правильно ли понимал Эйнштейн свою теорию. Никакого «абсолютно правильного» понимания не существует, и нам представляется, что автора фундаментальной теории можно считать непонявшим ее только в том случае, если он ошибался или заблуждался в понимании либо математической структуры теории (уравнения, условия при их решении и т. п.), либо смысла входящих в теорию величин. Последнее (конкретно, непонимание смысла ψ -функции) имело место в отношении создателей волновой механики. Очевидно, при принятом выше определении, о непонимании Эйнштейном общей теории относительности вряд ли приходится даже и говорить. Поэтому и дискуссия может идти и на деле идет о другом — истоках теории, роли принципа эквивалентности и общей ковариантности и т. п. По нашему убеждению, которое подкрепляется уже хотя бы сказанным выше, Эйнштейна никак нельзя упрекнуть в непонимании его теории и при таком расширительном и не вполне определенном подходе к вопросу. Но существует и другое мнение, с которым можно познакомиться в монографии В. А. Фока. «Теория пространства, времени и тяготения» (Физматгиз, 1961). В частности, на стр. 497 этой монографии высказывается точка зрения, согласно которой «теория тяготения не была правильно понята ее автором». Каждый интересующийся основами общей теории относительности сам сможет определить свою позицию в этом вопросе, обратившись к трудам Эйнштейна — теперь они доступны всем, знающим русский язык.

Подчеркивая выше глубину понимания Эйнштейном теории гравитационного поля, мы вовсе не собираемся, вместе с тем, канонизировать его взгляды как по этому, так и по каким-либо другим вопросам. Подобная канонизация чужда духу науки, всему подходу к ней в первую очередь самого Эйнштейна. Не приходится сомневаться в том, что за полстолетия, протекших после установления Эйнштейном его уравнений для g_{ik} -поля, теория развивалась, а ряд ее аспектов оказался лучше понятым. Можно спорить и о том, как излагать и называть теорию Эйнштейна. Оба вопроса не представляются принципиальными. Поэтому отметим лишь, что название «общая теория относительности» возникло естественным образом (см. том I и, в частности, приведенные выше цитаты). Термин «тео-

рия гравитационного поля» которым часто (начиная с 1907 г.) пользовался и сам Эйнштейн, в известном отношении точнее и правильнее, чем название «общая теория относительности». Но даже это не вполне верно, поскольку существуют и до сих пор обсуждаются в литературе несколько теорий гравитационного поля. Если же говорят «общая теория относительности», то сразу ясно, что речь идет о вполне конкретной теории — эйнштейновской теории гравитационного поля. Мы уже не упоминаем об аргументах исторического и практического характера, делающих замену названия, которое Эйнштейн дал своей теории, и ненужной и неосуществимой.

Общая теория относительности — вершина научного творчества Эйнштейна. Поэтому, а также по другим упоминавшимся причинам, на ней выше и было сконцентрировано внимание. Вместе с тем, имя Эйнштейна в науке навсегда будет связано и с достижениями фундаментального значения, выполненными им еще в трех областях: частной (специальной) теории относительности, квантовой теории излучения и, выражаясь старомодно, в области молекулярной теории теплоты (броуновское движение, квантовая теория теплоемкости газов и твердых тел, рассеяние света в жидкостях, квантовая статистика идеального газа и др.). Все эти вопросы теперь излагаются в учебниках, и в отношении их понимания особых проблем не возникает. Тем не менее многое в этих работах Эйнштейна остается интересным и поучительным не только в плане историческом, но и в качестве образца при использовании методов и техники теоретической физики. Эйнштейн обычно идет к цели таким путем, который после того, как он известен, представляется самым простым, экономным и естественным. В качестве примера, одного из многих, можно привести опубликованные в 1916 и 1917 гг. статьи 43 и 44, т. III, посвященные квантовой теории излучения. Введенные здесь коэффициенты Эйнштейна A_m^n , B_n^m и B_m^n , определяющие вероятность спонтанного излучения, индуцированного излучения и поглощения, и сейчас широко используются в оптической и радиоспектроскопии, астрофизике и квантовой электронике. Если опираться только на работы Эйнштейна, то известное утверждение — «все гениальное просто» можно было бы считать доказанным.

Несмотря на то, что рецензия уже вышла по объему за обычные рамки такого жанра, нам удалось, да и то

бегло, затронуть лишь небольшую часть вопросов, которые возникают при чтении работ Эйнштейна. Трудно найти сочинения более интересные и поучительные для физика. Этому способствует, конечно, и блестящий литературный стиль Эйнштейна.

Свою лекцию, посвященную истории возникновения общей теории относительности, Эйнштейн закончил словами (т. II, стр. 406):

«В свете уже достигнутых результатов счастливо найденное кажется почти само собой разумеющимся, и любой толковый студент усваивает теорию без большого труда. Позади остались долгие годы поисков в темноте, полных предчувствий, напряженное ожидание, чередование надежд и изнеможения и, наконец, прорыв к ясности. Но это поймет только тот, кто пережил все сам».

Да позволено будет не вполне согласиться с последним замечанием. Собрание трудов Эйнштейна как раз и дает возможность многим, особенно молодежи, многое понять и пережить.

Останемся в заключение на вопросах, касающихся самого издания трудов. Задача редакторов явно была весьма сложной. Помещать ли статью, посвященную анализу творчества и биографии Эйнштейна? Как расположить статьи и какие из них отобрать? Какими должны быть редакционные комментарии? В целом, как нам представляется, все эти задачи решены правильно и хорошо (мы уже не говорим о таких достоинствах издания, как высококачественный перевод и большое количество фотографий, помещенных в конце т. IV). Например, отсутствие обычной для собрания трудов большой вводной или заключительной статьи вполне понятно. Об Эйнштейне и его работах написано так много, содержание и стиль его работ таковы, что упомянутая статья была бы уместна только в случае ее чрезвычайно высокого качества или оригинальности. Но такую статью трудно запланировать и заказать, подсобные статьи — редчайшее исключение. Вполне оправдано и расположение материала, при котором в первых двух томах сконцентрированы работы по теории относительности. Следует лишь предупредить читателей, что некоторый материал на этот счет содержится также в томе IV.

Наконец, представляется правильной большая скупость, проявленная в отношении комментариев. Коммен-

тарии могут быть нескончаемыми, сделать их бесспорными очень трудно. В качестве иллюстрации этого, быть может странного тезиса, заметим, что даже в имеющихся комментариях при их весьма беглом просмотре замечены неточности. В примечании на стр. 266 (т. I) утверждается, что Эйнштейн окончательно установил свое уравнение тяготения в 1916 г., в то время как это было сделано в 1915 г. (статья 37, т. I). На стр. 352 и 399, т. II, в примечаниях приводятся совсем несовременные значения для постоянной Хаббла и «времени особенности», хотя эти данные и именуются современными. Касающееся работ Фридмана примечание на стр. 119, т. II, также представляется нам не вполне удачным. Фридман показал, что существуют нестационарные решения для однородной и изотропной Вселенной и при отсутствии Λ -члена. Но никаких убедительных аргументов против возможности использовать Λ -член ни он, ни кто другой не выдвигал. Многие космологи, и в первую очередь Леметр, всегда пользовались уравнениями с Λ -членом. В 1967 г. выяснилось, что вопрос о роли Λ -члена весьма актуален и, быть может, будет решен в близком будущем путем наблюдений.

Заметим также, что расположение некоторых статей представляется неудачным. Так, статья 43, т. I, помещена среди статей 1917 г., но в ней имеются разделы, написанные несколькими годами позже. То же касается статьи 33, т. I, помещенной среди статей 1915 г., хотя в ней упоминается о результатах наблюдения солнечного затмения в 1919 г. Дело здесь в том, что обе эти статьи дополнялись и перерабатывались автором, причем перевод осуществлен не с первого издания. Правильнее было бы отнести эти статьи, хотя и с оговорками, но к более позднему периоду. Наконец, представляется спорным включение в рецензируемое собрание трудов, которое отнюдь не является полным «академическим» изданием, целого ряда материалов. Это относится к написанному кем-то другим изложению доклада Эйнштейна (статья 68, т. III), записи беседы (статья 36, т. IV) и к ряду рецензий и заметок в т. IV.

Отмеченные недостатки отнюдь не играют роли ложки дегтя в бочке меда, они действительно второстепенны. Но рецензент обязан останавливаться на подобных моментах. К тому же предстоит издание ряда других собраний трудов физиков (Н. Бора, В. Паули) и опыт издания трудов Эйнштейна нужно использовать. В целом этот опыт —

большая удача и заслуга редакции, переводчиков и работников издательства. Нисколько не умаляя роли всего коллектива, представляется справедливым особо подчеркнуть вклад, внесенный Я. А. Смородинским. Советские физики знают, что он в течение многих лет отдавал собиранию и редактированию трудов Эйнштейна много сил, и делал это с любовью, без которой успешно решить поставленную задачу не удалось бы.

В собрании научных трудов Эйнштейна отсутствуют, естественно, многие его ненаучные статьи. Нет здесь, за одним исключением (письма к М. Соловину), и многочисленных писем Эйнштейна. Тем не менее, в настоящем собрании, особенно в т. IV, имеется немало материалов, позволяющих увидеть и понять все величие Эйнштейна не только как гениального физика, но и как человека. Особенно впечатляющими нам показались речи и заметки Эйнштейна, посвященные Максиму Планку (статьи 12, 50 и 74, том IV). Последняя из этих статей — некролог (1948 г.) и начинается она так:

«Человек, которому было суждено одарить мир великой созидательной идеей, не нуждается в похвале потомства. Его творчество даровало ему более значительное благо.

Вместе с тем хорошо — и это было необходимо, — что представители тех, кто борется за истину и знания, собрались сегодня здесь со всех четырех сторон света. Они присутствуют здесь, чтобы доказать, что даже в такие времена, как наши, когда политические страсти и грубая сила нависают, как меч, над головами людей, полных тревоги и страха, знамя идеала нашего поиска истины держится высоко и в чистоте. Этот идеал — вечная связь, объединяющая ученых всех времен и народов, — на редкость совершенно отражен в личности Макса Планка».

Идеал, о котором упоминает здесь Эйнштейн, на редкость совершенно отражен прежде всего в нем самом.

Никогда не появится надгробный памятник на могиле Эйнштейна, ибо не существует и самой этой могилы — по завещанию Эйнштейна его прах был развеян по ветру. Но Эйнштейн сам воздвиг себе грандиозный памятник своими трудами, к ним обращаются и всегда будут обращаться физики и астрономы во всем мире.

УДК 530.12

О дискуссиях относительно формулы $Q = Q_0 \sqrt{1-\beta^2}$ и определения давления в релятивистской термодинамике. Лу и де Бройль. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 7.

Показано, что сомнения в законности формулы преобразования теплоты Планка-Лауэ $Q = Q_0 \sqrt{1-\beta^2}$ основаны на двусмысленности терминологии. Илл. 1. Библ. 2 назв.

УДК 530.12

Релятивистская термодинамика (странный случай из истории физики). Мёллер Х. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 11.

За последние годы вновь вспыхнул интерес к рассмотрению термодинамических процессов с точки зрения различных инерциальных систем отсчета. Показано, что импульс и энергия сообщаемого системе тепла в любом процессе образуют 4-вектор. Для обратимых процессов этот 4-вектор пропорционален 4-вектору скорости системы. Библ. 11 назв.

УДК 530.12

Термодинамика в специальной и общей теории относительности. Мёллер Х. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 40.

Рассмотрены вопросы, связанные с формулировкой второго начала термодинамики. Разработан цикл Карно, совершаемый релятивистской тепловой машиной. Дана формулировка законов термодинамики в общей теории относительности. Библ. 11 назв.

УДК 530.12

Макроскопическая термодинамика и специальная теория относительности. Угаров В. А. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 65.

Рассмотрена релятивистская формулировка законов термодинамики в историческом плане, различие в подходе Планка и последующих авторов. Указано на неоднозначность общего решения вопроса в рамках теории относительности. Библ. 15 назв.

УДК 530.12

К основным соотношениям общерелятивистской термодинамики. Нейгебауер Г. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 75.

Для специального случая (жидкая многокомпонентная система в электромагнитном поле) построена необратимая термодинамика. Исследованы условия равновесия. Обратимые процессы при отсутствии равновесия возможны лишь в стационарной метрике. Библ. 4 назв.

УДК 530.12

О релятивистском преобразовании работы и теплоты. Бротас А. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 86.

Выводятся формулы преобразования. Библ. 1 назв.

УДК 530.12

Теория единого поля. Гейзенберг В. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 91.

В свете попыток создания единой теории поля (электромагнитного и гравитационного) Эйнштейном, автор высказывает собственные соображения о возможности построения теории единого поля, включая квантовую теорию.

УДК 530.12

Искривление световых лучей в гравитационном поле и скорость распространения гравитации. Баранов А. Г. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 99.

Показано, что правильную форму искривления световых лучей в гравитационном поле можно получить непосредственно из локального принципа эквивалентности с учетом конечной скорости распространения гравитации. Последняя равна фундаментальной скорости c , что явствует из гравитационного смещения частоты, прямого следствия узкого принципа эквивалентности (для механических явлений), и релятивистского закона сложения скоростей. Библ. 8 назв.

УДК 530.12

Теория гравитации и наблюдения. Дикки Р. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 108.

Рассмотрен обширный круг вопросов космологии и общей теории относительности. Автор защищает выдвинутую им скалярно-тензорную теорию гравитации, полагая, что она лучше согласуется с данными наблюдений, чем ортодоксальная теория Эйнштейна. Илл. 5. Библ. 57 назв.

УДК 530.12

О динамике общей теории относительности. Денен Г. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 170.

Сделана попытка развития общерелятивистской теории гравитационных сил в общековариантной форме. Илл. 4.

УДК 530.12

Экспериментальное сравнение силы тяжести свободно падающих электронов и электронов в металле. Витеборн Ф. С., Фаирбанк В. М. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 162.

Описаны эксперименты, показавшие, что сила тяжести электронов в металле та же, что и электрона в вакууме. Илл. 2. Библ. 13 назв.

УДК 530.12

Проверка замедления времени с помощью эффекта Мессбауэра. Хенль Г., Бенневитц Ф. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 170.

Обсуждаются результаты экспериментов на роторах. Илл. 1.

УДК 530.12

Экспериментальные проверки общей теории относительности. Тоннелла М.-А. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 177.

Рассмотрены три классические проверки общей теории относительности и некоторые другие, осуществленные или предлагаемые (Дикки, Лензе—Тирринга, гироскоп и др.). Обсуждается внутренняя доказательная ценность проверок. Илл. 2.

УДК 530.12

Экспериментальные проверки теории гравитации. Адам М. Г. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 196.

Дан обзор классических проверок общей теории относительности и обсуждение результатов. Илл. 7. Библ. 16 назв.

УДК 530.12

Эйнштейн о физической реальности. Холтон Д. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 207.

Исследована история перехода Эйнштейна с позиций позитивизма к позициям рационального реализма.

УДК 530.12

От многообразия к единству. Л. де Бройль. Дискуссия. Руссо Ф., Ульмо Ж., Лихнерович А., Вижье Ж.-П., Матвеев А., Л. де Бройль, Ф. ле Лионэ, Гонзет Ф., Курганов В., О. И. де Борегар. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 230.

В докладе, посвященном памяти Эйнштейна, освещена история создания теории квантов света Эйнштейном и собственных работ автора. Изложены дальнейшие соображения по этому вопросу. В дискуссии затронуты различные аспекты творчества Эйнштейна.

УДК 530.12

Присутствие Эйнштейна. Оппенгеймер Р. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 264.

В речи, посвященной памяти Эйнштейна, автор по собственным воспоминаниям обрисовывает Эйнштейна, человека, ученого, философа и общественного деятеля.

УДК 530.12

Истоки теории излучения Эйнштейна. Франкфурт У. И., Френк А. М. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 270.

Показано, что работы Эйнштейна о квантовой теории света (1905—1911) непосредственно примыкают к его ранним исследованиям по основам статистической механики (1901—1903). Подробный анализ обеих групп работ позволил оценить позицию Эйнштейна в дискуссиях на I Сольвеевском конгрессе (1911), посвященном проблеме «Теория излучения и кванты».

УДК 530.12

Вопросы оптики и атомной физики в переписке между Эйнштейном и Зоммерфельдом. Франкфурт У. И., Френк А. М. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 301.

На основе опубликованной недавно переписки Эйнштейна и Зоммерфельда рассмотрено отношение этих двух корифеев современной физики к вопросам теории излучения и строения атома в период коренной ломки основных представлений о физической картине мира. Илл. 4.

УДК 530.12

Обсуждение докладов на Сольвеевском конгрессе 1911 г. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 331.

Дискуссия по докладам Кнудсена «Кинематическая теория и экспериментальные свойства совершенных газов», Перрена — «Доказательства молекулярной реальности», Нернста — «Применение теории квантов к различным физико-химическим проблемам», Зоммерфельда — «Применение теории кванта действия к молекулярным неперiodическим феноменам», Ланжевена — «Кинематическая теория магнетизма и магнетоны».

УДК 530.12

К вопросу о соотношении физического и логического в теории относительности. Л ю б и н с к а я Л. Н., П я т н и ц ы н Б. Н. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 371.

Рассмотрена возможность оценок физических теорий на основе принципа простоты. С помощью аппарата математической логики проанализированы два конкретных положения: о независимости инерции и гравитации в теории Ньютона и принцип эквивалентности в общей теории относительности.

УДК 530.12

Альберт Эйнштейн. Собрание научных трудов (в четырех томах). Г и н з б у р г В. Л. «Эйнштейновский сборник, 1969—1970». Изд-во «Наука», 1970, стр. 390.

Рецензия на четырехтомное собрание научных трудов А. Эйнштейна, выпущенное издательством «Наука».

Эйнштейновский сборник, 1969—1970

*Утверждено к печати Эйнштейновским комитетом
Академии наук СССР*

Редактор издательства В. А. Никифоровский
Технический редактор И. Н. Жмуркина

Сдано в набор 3/VII 1970 г. Подписано к печати 5/XI 1970 г.
Формат 84×108¹/₃₂ Усл. печ, л. 21,42. Уч.-изд. л. 19,2.
Тираж 11700 экз. Тип. зак. 935. Бумага № 2. Т-16926.
Цена 1 руб. 51 коп.

Издательство «Наука». Москва К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука».
Москва Г-99. Шубинский
пер., 10

Сборник посвящен трем актуальным проблемам физики: релятивистской динамике, релятивистской термодинамике и статистике, генезису теории относительности и экспериментальным ее основам.

В сборник включены статьи Л. де Бройля, В. Гейзенберга, Р. Оппенгеймера, В. Л. Гинзбурга и др.