

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

530.145(09)

**КАК МЫ ВЗРОСЛЕЛИ ВМЕСТЕ С ТЕОРИЕЙ ПОЛЯ \*)**

(Полувековой путь квантовой электродинамики.  
Мои личные воспоминания)

**В. Ф. Вайскопф**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1928 г. я поступил в аспирантуру в Гёттингенский университет и начал работу над докторской диссертацией по теоретической физике. До этого я в течение двух лет посещал подготовительные курсы по физике и математике в Венском университете. Мне особенно запомнились лекции по общей классической теоретической физике, прочитанные там профессором Гансом Тиррингом (отцом активно работающего сейчас в Вене физика-теоретика). Учеба у него, а также у Пауля Эренфеста, когда последний работал в Гёттингене в качестве приглашенного профессора, оказала решающее влияние на меня. Я выбрал физику, покороенный ясностью и простотой их лекций, в которых акценты были расставлены не на математическом формализме, а на проникновении в физическую сущность явлений. Я помню замечание Эренфеста: «Физика проста, но утонченна».

Когда я приехал в 1928 г. в Гёттинген, нерелятивистская квантовая механика была уже вполне развитой наукой. В течение нескольких лет, прошедших после формулировки ее основных принципов, были сделаны решающие шаги на пути к пониманию структуры атомов, образования молекул, физики твердого тела, в особенности электрических и магнитных свойств металлов. «Никогда еще столь немногими не было сделано так много за такое короткое время» \*\*).

Настоящая статья посвящена развитию квантовой электродинамики \*\*\*), родившейся в 1927 г., когда П. А. Дирак опубликовал свою знаменитую работу «Квантовая теория излучения и поглощения электромагнитных волн» (Dirac P. A. M., 1927). Первая страница его статьи

---

\*) Weisskopf V. F. Growing up with Field Theory (The Development of Quantum Electrodynamics in Half a Century. Personal Recollections). June 1980.—Перевод И. И. Ройзена.

\*\*) Здесь перефразировано высказывание У. Черчилля о Королевских воздушных силах Англии.

\*\*\*) Этому вопросу посвящены два интересных исследования: 1) Pais A. The Early History of the Electron 1897—1947.— In: Aspects of Quantum Theory/Ed. A. Salam, E. Wigner.—Cambridge University Press, 1972; 2) Weinberg S. Notes for a History of Quantum Field Theory.—Daedals, Fall 1977.

## The Quantum Theory of the Emission and Absorption of Radiation

By P. A. M. DIRAC, St. John's College, Cambridge, and Institute for  
Theoretical Physics, Copenhagen

(Communicated by N. Bohr, For. Mem. R.S. - Received February 2, 1927)

### Introduction and Summary

The new quantum theory, based on the assumption that the dynamical variables do not obey the commutative law of multiplication, has by now been developed sufficiently to form a fairly complete theory of dynamics. One can treat mathematically the problem of any dynamical system composed of a number of particles with instantaneous forces acting between them, provided it is describable by a Hamiltonian function, and one can interpret the mathematics physically by a quite definite general method. On the other hand, hardly anything has been done up to the present on quantum electrodynamics. The questions of the correct treatment of a system in which the forces are propagated with the velocity of light instead of instantaneously, of the production of an electromagnetic field by a moving electron, and of the reaction of this field on the electron have not yet been touched. In addition, there is a serious difficulty in making the theory satisfy all the requirements of the restricted

Рис. 1. Первая страница статьи Дирака о теории излучения.

воспроизведена на рис. 1. Заметим, что эта статья была представлена лично Нильсом Бором. Обратим также внимание на вторую и третью фразы. Последняя, конечно, является тактичным преуменьшением. В действительности, к тому времени в квантовой электродинамике еще не было сделано ничего.

### 2. «ДОДИРАКОВСКАЯ ЭПОХА»

Классическая электродинамика возникла в 1862 г., когда Максвелл сформулировал уравнения, связывающие электрическое и магнитное поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  с плотностями заряда и тока  $\rho$  и  $\mathbf{j}$ :

$$\text{rot } \mathbf{B} - \frac{1}{c} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \text{rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{B} = 0, \quad \text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (1)$$

Эти уравнения, дополненные выражением для силы Лоренца, действующей на систему электрических зарядов и токов:

$$\mathbf{F} = \int d^3x \left( \rho \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{B}] \right), \quad (2)$$

привели к представлению о свете как об электромагнитной волне, к описанию излучения движущихся зарядов и воздействия излучения на заряженные тела. В 1885 г. выводы теории были блестяще подтверждены Генрихом Герцем в опытах по испусканию и поглощению излучения антеннами.

Попытавшись использовать уравнения (1) и (2), для того чтобы описать излучение атомов, физики столкнулись с двумя трудностями. Первая состояла в том, что им не были известны значения  $\rho$  и  $\mathbf{j}$  внутри атомов. Вторая фундаментальная проблема возникла при попытке применить

к излучению законы статистической термодинамики. Число степеней свободы поля излучения, заключенного в объеме  $V$ , в интервале частот  $d\omega$  равно  $V \cdot 4\omega^2 d\omega / \pi c^3$ , и, следовательно, если в соответствии с теоремой о равном распределении энергии по степеням свободы приписать каждой степени свободы поля энергию  $kT/2$ , то полная плотность энергии оказывается бесконечной. Далее, помимо этого обескураживающего результата, классическая теория света не могла удовлетворительно объяснить тот очевидный опытный факт, что по мере повышения температуры раскаленные тела меняют свой цвет с красного на желтый и затем на белый. Поэтому до 1900 г. физики вынуждены были испытывать чувства, подобные тем, какие приходятся сейчас на долю нейрофизиологов, не умеющих объяснить механизм памяти.

Затем появилась квантовая теория. Она была создана за четверть века, причем развитие происходило со все возрастающей скоростью, начиная с планковской догадки относительно природы излучения черного тела (1900 г.), за которой последовала революционная идея Эйнштейна о существовании фотона (1905 г.), боровская модель атома (1913 г.) и, наконец, отважная гипотеза де-Бройля о корпускулярно-волновом дуализме частиц (1924 г.). В 1925 г. эта теория достигла своего расцвета, благодаря классическим работам Гейзенберга, Шредингера, Дирака, Паули и Бора \*).

Струдностями классической теории было покончено одним ударом, не без того, однако, чтобы избежать других проблем, о которых подробно будет рассказано ниже. Разумеется, были немедленно решены вопросы теплового излучения и стали очевидными причины, по которым каждый элемент характеризуется специфическими для него узкими спектральными линиями. Стабильность атомов, их размеры и энергии возбуждения удалось объяснить, исходя из первых принципов; существование химических сил также оказалось прямым следствием законов квантовой механики; химия стала частью физики.

Мы, гёттингенские аспиранты 1928 г., знакомились с этими новыми захватывающими результатами довольно бессистемно. Тогда еще не существовало регулярного курса квантовой механики. Мы черпали информацию из различных кулуарных разговоров и дискуссий, а также устраивая коллективные читки новых статей, которые в большинстве своем звучали весьма туманно для начинающих аспирантов тех дней. Мне запомнились все же два курса лекций: один по атомной физике, прочитанный Герхардом Герцбергом, и второй по приложениям квантовой механики, прочитанный Вальтером Гайтлером. Лекторы, лишь немногим старше своих слушателей, открыли перед нами захватывающие горизонты новой физики. С содержанием тех лекций Герцберга можно познакомиться и сейчас. Они изданы в виде книги и по сей день, пятьдесят лет спустя, остаются одним из лучших введений в атомную физику.

Вернемся, однако, к проблеме излучения атомов. Удалось ли, используя квантовую механику, сформулировать выражения для плотности

\*) Идея, лежащая в ее основе, были настолько новы и непривычны, что обескураживали подчас даже весьма искушенных физиков того времени. Однажды — это было году в 1914 — Макс фон Лауе и Отто Штерн пошли прогуляться по окрестностям Цюриха на холм Утлиберг. Последнее слово несколько напоминает название другого холма — Рютли, на котором в 1307 г. собрались представители первых швейцарских кантонов и принесли присягу верности недавно завоеванной независимости от Австрии, а также поклялись защищать ее не жалея сил. Это событие вошло в историю под названием Рютлибергской клятвы. И тут фон Лауе и Отто Штерн дали клятву немедленно бросить физику, если только эти новоприобретенные идеи Нильса Бора о строении атома водорода окажутся правильными. Они назвали этот акт Утлибергской клятвой. Однако на этом аналогия кончается: в отличие от доблестных швейцарцев, они не сдержали своего слова.

заряда  $\rho$  и тока  $\mathbf{j}$  внутри атомов, пригодные для описания их взаимодействия со светом? По существу, нет. Вместо этого, нам сказали, что матричные элементы  $\langle a | \rho | b \rangle$  и  $\langle a | \mathbf{j} | b \rangle$ , отвечающие двум стационарным состояниям атома  $a$  и  $b$ , играют роль заряда и тока, ответственных за излучение, связанное с квантовым переходом между этими состояниями. Атом рассматривался как «оркестр осцилляторов», а матричные элементы описывали силу этих осцилляторов для каждой пары состояний.

Действительно, уравнение Шредингера открыло возможность описать переходы в атомах под действием внешнего поля, т. е. поглощение света и *вынужденное* испускание фотона, индуцированное падающим на атом излучением. Поле этого излучения можно было рассматривать как воздействие на атом, возмущающее его начальное состояние. Используя уравнение Шредингера, можно было вычислять вероятность соответствующего перехода, которая оказалась пропорциональной интенсивности падающей световой волны. Однако в рамках этого формализма невозможно было рассмотреть излучение, сопровождающее переход атома из возбужденного в более низкое состояние в свободном от поля вакууме. Для этого приходилось либо обращаться к модели осцилляторов и приравнивать излучение атомов классическому излучению этих осцилляторов, либо же эксплуатировать соотношения Эйнштейна, согласно которым вероятность спонтанного излучения, отвечающего переходу из состояния  $a$  в состояние  $b$ , должна быть равна вероятности поглощения, отвечающего обратному переходу, в поле волны определенной интенсивности  $I_0$  на интервал частот  $d\omega$ :

$$h \text{ units } \quad I_0 d\omega = \frac{h\omega^3}{4\pi^2 c^2} d\omega = \frac{4\pi^3 \hbar}{c^2} d\omega = \frac{2\pi^3 \hbar}{c^2} d\omega \quad (3)$$

При такой интенсивности на каждую степень свободы поля излучения приходится один фотон. Согласно последнему правилу, вероятность спонтанного излучения равна вероятности вынужденного излучения, обусловленного фиктивным внешним полем (3). Но почему? Причина состоит в том, что согласно уравнению Шредингера, в отсутствие внешних (возмущающих полей) время жизни любого стационарного состояния должно быть бесконечно.

### 3. КВАНТОВАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С НЕРЕЛЯТИВИСТСКИМИ СИСТЕМАМИ

Все изменилось после опубликования в 1927 г. фундаментальной работы Дирака «Квантовая теория излучения и поглощения электромагнитных волн». Стало ясно, что необходимо квантовать не только атом в соответствии с уравнением Шредингера, но также и поле излучения. Чтобы представить электромагнитное поле в пустом пространстве как систему квантованных осцилляторов, Дирак воспользовался старыми идеями Эренфеста (1906 г.) и Дебая (1910 г.). В присутствии атомов или других систем заряженных частиц, энергия взаимодействия между ними и полем записывалась в виде

$$H^1 = e \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{A} d^3x, \quad (4)$$

где  $\mathbf{j}$  — плотность тока этих частиц. Величина  $e$  — заряд частицы — представляет собой числовой множитель, а функция  $\mathbf{A}$  — это векторный потенциал. Обе величины,  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{A}$ , являются операторами, действующими на квантованную систему, состоящую из атома и осцилляторов поля. Выражение (4) прямо следует из уравнений Максвелла. Таким образом

полный гамильтониан всей системы имеет вид

$$H = H_0 + H^1, \quad H_0 = H_{\text{поля}} + H_{\text{атома}}, \quad (5)$$

где  $H_{\text{поля}}$  — гамильтониан свободных осцилляторов поля, а  $H_{\text{атома}}$  — гамильтониан, описывающий посредством уравнения Шредингера атом в отсутствие электромагнитного поля.

Гамильтониан  $H_0$  описывает поле и атом, не взаимодействующие между собой, а роль  $H^1$  сводится к возмущению этой системы вследствие взаимодействия. Стационарное состояние гамильтониана  $H_0$  характеризуется квантовыми числами

$$(\dots n_i \dots; a), \quad (6)$$

где  $n_i$  — числа заполнения осцилляторных уровней (числа фотонов в каждом осцилляторе  $i$ ) и индекс  $a$  указывает, в каком стационарном состоянии находится атом.

В присутствии возмущающего взаимодействия  $H^1$  состояния (6) уже перестают быть стационарными. Теперь из теории очень просто и непосредственно выводятся законы излучения и поглощения света. Действительно, в соответствии с гамильтонианом (5) возбужденное состояние атома  $(\dots 0, \dots; a)$  уже не является стационарным даже при отсутствии внешнего поля. В первом порядке по теории возмущений расчет дает следующую вероятность  $P_{ab} d\Omega$  перехода атома в единицу времени на более низкий энергетический уровень  $b$ , сопровождаемый испусканием фотона частоты  $\omega = (\varepsilon_a - \varepsilon_b)/h$  и поляризации  $s$  в сферический угол  $d\Omega$ :

$$P_{ab} d\Omega = \frac{e^2}{hc} \frac{(2\pi)^2}{h\omega^2} I_0 |s j_{ab}|^2 d\Omega, \quad (7)$$

причем величина  $I_0$  вычисляется по формуле (3). Для одноэлектронной системы матричный элемент  $j_{ab}$ , входящий в (7), определяется выражением

$$j_{ab} = \int \psi_a^* j e^{ik_{ab}x} \psi_b d^3x,$$

где  $j$  — оператор тока, а  $k_{ab}$  — волновой вектор излученного кванта. Роль относительного размера системы по сравнению с длиной волны излучения учитывается стоящей под интегралом экспонентой. В осцилляторной картине этим пренебрегалось (дипольное приближение). Согласно формуле (7) спонтанное излучение оказывается обусловленным нулевыми колебаниями электромагнитного поля, которые неустранимы и присутствуют даже в пространстве, где нет ни одного реального фотона.

Это было началом интересного направления в развитии теоретической физики. Дело в том, что после того, как Эйнштейн положил конец представлению о мировом эфире, свободный от полей и материи вакуум стали считать истинно «пустым пространством». С появлением квантовой механики ситуация изменилась, и вакуум постепенно стал «заселяться». В рамках квантовой механики осциллятор вообще не может находиться в состоянии полного покоя, в противном случае он должен, согласно гейзенберговскому соотношению неопределенности, обладать бесконечным импульсом. Поэтому осцилляторная природа поля излучения предписывает существование нулевых колебаний электромагнитного поля даже в вакууме, т. е. в состоянии с наименьшей энергией. С этой точки зрения спонтанное излучение как раз и интерпретируется как следствие этих колебаний.

Весьма существенную роль сыграла работа Бора и Розенфельда (Bohr N., Rosenfeld L., 1933 г.), в которой был проанализирован ряд «мысленных экспериментов» по измерению напряженностей электромагнитного поля. Она прояснила физический смысл квантованного

поля излучения. На рассмотренных примерах Бор и Розенфельд продемонстрировали, что между напряженностями различных полей (в данном случае речь шла об электрических и магнитных полях) существуют соотношения неопределенностей, подобные гейзенберговским соотношениям между координатой и импульсом. Так, скажем, оказалось, что нельзя одновременно точно измерить  $x$ -компоненту электрического поля и  $y$ - или  $z$ -компоненту магнитного. Это вполне соответствовало квантованию поля как системы осцилляторов.

Теория Дирака воспроизвела все полученные ранее результаты, касающиеся излучения и поглощения света атомами, освободив рассуждения от неправдоподобной аргументации. Все соответствующие выводы опирались только на гамильтониан (5) в первом порядке теории возмущений по энергии взаимодействия (4). Ряд других радиационных явлений, таких, как рассеяние фотонов, резонансная флюоресценция и нерелятивистское комптоновское рассеяние фотонов электронами, оказались эффектами второго порядка. Теория блестяще описывала все радиационные эффекты в том порядке теории возмущений, в котором они впервые возникают. Попытки произвести вычисления с большей точностью натолкнулись на трудности, о которых пойдет речь ниже.

Находясь под большим впечатлением от триумфа и простоты дираковской теории взаимодействия между атомными системами и электромагнитным полем, мы с Вигнером (Weisskopf V., Wigner, 1931) попытались воспользоваться ею для описания естественной ширины спектральных линий. Теория возмущения для этой цели не годилась, поскольку она позволяет вычислять только вероятность перехода в единицу времени и не описывает экспоненциального распада возбужденного состояния. Мы применили метод, в котором экспоненциальная зависимость от времени предполагалась с самого начала. Это удалось сделать, только ограничившись рассмотрением небольшого числа атомных уровней \*). Результаты оказались совершенно неожиданными: естественная ширина  $\Gamma_{ab}$  спектральной линии, отвечающей переходу из состояния  $a$  в состояние  $b$ , получилась равной сумме ширин каждого из этих уровней:  $\Gamma_{ab} = \Gamma_a + \Gamma_b$ , где  $\Gamma_a$  и  $\Gamma_b$  — обратные времена жизни уровней  $a$  и  $b$ . Согласно этому, узкая линия (малая величина  $\Gamma_a$ ) становилась широкой, если только величина  $\Gamma_b$  была велика. Сейчас этот факт представляется почти очевидным, однако в то время механизм излучения до такой степени связывался с представлением об атоме как об «оркестре» осцилляторов, что ширина линии предполагалась равной вероятности перехода из состояния  $a$  в состояние  $b$ , т. е. равной  $\Gamma_a$  \*\*). Затем я применил те же методы к описанию резонансной флюоресценции (Weisskopf V., 1931).

#### 4. КВАНТОВАННОЕ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СИСТЕМОЙ

В 1928 г. Дирак опубликовал две статьи, посвященные новому релятивистскому волновому уравнению для электрона. Это было его третьим выдающимся вкладом в основы современной физики (первым вкладом была новая формулировка квантовой механики — «трансформационная теория» (Dirac P. A. M., 1926, 1927), вторым — теория излучения). Уравнение Дирака было предназначено для того, чтобы заменить уравнение Шре-

\*) Мы, кроме того, пренебрегли некоторыми расходящимися интегралами, появление которых уже не было в то время тайной (Oppenheimer J. R., 1930); они оказались предвестниками последующих трудностей теории.

\*\*) Я, как сейчас, помню, как вдохновленный своей беспечной интуицией Дж. Франк предсказал правильный результат.

дингера в условиях, когда энергии и импульсы электронов слишком велики для нерелятивистского рассмотрения. Она сразу же начала свое триумфальное шествие, объяснив три фундаментальных факта:

1. Оказалось, что значение спина электрона, равное  $\hbar/2$ , является естественным следствием релятивистского волнового уравнения \*).

2.  $g$ -фактор электрона обязательно должен быть равен 2. Таким образом, это уравнение также устанавливало величину магнитного момента электрона.

3. Будучи применено к описанию водородного атома, уравнение привело к выводу формулы Зоммерфельда для тонкой структуры спектра.

Совместное рассмотрение квантованного поля излучения и электрона, описываемого уравнением Дирака, позволило рассчитать взаимодействие между светом и релятивистскими электронами. Наиболее важными результатами были вывод формулы Клейна — Нишины для рассеяния света такими электронами (Klein O., Nishina Y., 1929; Tamm I., 1930), формулы Меллера для рассеяния релятивистских электронов друг на друге (Møller S., 1932) и описание тормозного излучения фотонов при рассеянии электронов кулоновским полем ядра (Bremsstrahlung; Heitler W., Sauter F., 1933; Bethe H., Heitler W., 1934).

Однако эти замечательные успехи были несколько омрачены сразу же обнаружившимися серьезными трудностями, на преодоление которых потребовалось много времени. В этой связи любопытно отметить, что полное освоение нерелятивистской квантовой механики произошло в течение всего двух-трех лет (1925—1927 гг.), хотя она и основывалась на совершенно необычных, революционных физических идеях, между тем как осмысливание следствий уравнения Дирака оказалось делом куда более продолжительным.

Все это происходило в годы моей аспирантуры. Уравнение Дирака было для нас величайшей загадкой, и нам было нелегко осмыслить значение упомянутых выше достижений. Его окружал в наших глазах ореол таинственности в несравненно большей степени, чем дираковскую трансформационную теорию и теорию квантованного излучения. Представьте себе студента, только что пробившегося через дебри принципиальных проблем квантовой механики и едва лишь почувствовавшего себя способным кое-как обращаться с предингеровской волновой функцией и гейзенберговскими некоммутирующими матрицами, — представьте себе этого студента, который теперь внезапно сталкивается с четырехкомпонентной волновой функцией, обладающей странными трансформационными свойствами, о которых он никогда раньше не имел никакого понятия. Это до известной степени обескураживало.

Огромную помощь оказала нам опубликованная в журнале «Review of Modern Physics» статья Э. Ферми (Fermi E., 1932) «Квантовая теория излучения». В ней содержалось ясное изложение дираковской теории излучения, его релятивистского волнового уравнения и основ квантовой электродинамики. В статье была использована калибровка, которую сейчас называют кулоновской, и, таким образом, обойдены трудности, связанные с продольными квантами, которые в свое время доставили столько неприятностей Гейзенбергу и Паули (Heisenberg W., Pauli W., 1929), предпринявшим попытку построить последовательную теорию. Ко многим из нас относятся слова Бете, сказанные им в 1955 г.: «Вероятно, многие из вас, подобно мне, впервые приобщились к теории поля, прочитав замечательную статью Ферми».

\*) В дальнейшем оказалось, что существуют релятивистские уравнения для частиц с различными спинами. Уравнение Дирака для частицы со спином  $\hbar/2$  отличается тем, что оператор энергии входит в него линейно.

Перейдем теперь к серьезным трудностям теории. Они проистекали из-за неизбежного существования состояний с отрицательной кинетической энергией или отрицательной массой. Избавиться от них было невозможно. Без них гильбертово пространство состояний электрона становилось неполным, более того, без них нельзя было вывести формулу Клейна — Нишины. Между тем, будучи понимаемы буквально, эти состояния должны были бы привести к такому абсурду, как, скажем, нестабильность атома водорода ввиду возможности радиационного перехода из обычных состояний в состояния с отрицательной энергией.

Свойства этих недопустимых состояний постоянно были в центре дискуссии того времени. Джордж Гамов обозвал электроны, находящиеся в этих состояниях, «ослиными электронами», поскольку они должны были ускоряться в направлении, противоположном приложенной силе.

## 5. ТРИУМФ И ПРОКЛЯТИЕ ЗАПОЛНЕННОГО ВАКУУМА

Выход из создавшегося положения снова нашел Дирак (Dirac P. A. M., 1930). Как это часто случается с идеями великого человека, предложенный им путь преодоления трудности содержал в себе нечто значительно большее — по существу им была в рудиментарной форме высказана мысль, которая проложила путь к пониманию необходимости существования античастиц и, в конечном счете, к развитию современной квантовой теории поля со всем сопутствующим ей глубоким проникновением в природу материи. Дирак воспользовался принципом Паули и предположил, что вакуум представляет собой состояние, в котором все уровни с отрицательной кинетической энергией заняты. Так был сделан второй шаг к «заселению» вакуума. Позднее, однако, этот шаг оказался слишком большим: дальнейшее развитие пошло по несколько иному направлению, и реальные электроны с отрицательной энергией были устранены из теории. Однако флуктуации плотности вещества в вакууме остались в качестве его дополнительного свойства, наряду с вакуумными флуктуациями электромагнитного поля.

Самыми шокирующими следствиями этой дерзкой гипотезы Дирака были такие, как, например, бесконечная плотность электрического заряда и бесконечная (отрицательная) плотность энергии вакуума. Впоследствии некоторые из этих неприемлемых выводов удалось обойти, о чем мы расскажем в следующем параграфе. Тем не менее, будучи принята, эта гипотеза не только решала проблему состояний с отрицательной энергией, но впечатляла также и тем, что открывала совершенно неожиданные новые горизонты в наших воззрениях на природу материи в целом.

Прежде всего были запрещены переходы из состояний с положительной энергией в состояния с отрицательной энергией и тем самым реабилитирована стабильность атомов. Кроме того, из гипотезы Дирака неизбежно следовало, что существуют процессы, в ходе которых частица из «моря» заполненных состояний с отрицательной энергией, получив необходимую энергию за счет поглощения фотонов или посредством какого-то другого механизма, выбрасывается наверх, в какое-либо состояние с положительной энергией. В результате рождаются одновременно дырка в море и обычная частица с положительной энергией, причем дырка должна обладать всеми свойствами противоположно заряженной частицы. Наконец, частица может «свалиться» обратно в незаполненную дырку, излучив при этом фотоны соответствующей энергии и импульса. Этот процесс, разумеется, представляет собой аннигиляцию частицы и античастицы. Таким образом, гипотеза Дирака привела к пониманию того, что существуют



античастицы, а также, что возможны два неизвестных дотопе фундаментальных процесса — рождение и аннигиляция пар.

Вначале эти идеи казались всем до такой степени неестественными, что никому не внушали доверия. Это легко понять: тогда еще никто не знал о существовании положительного электрона, и зарядовая асимметрия — положительность тяжелых ядер и отрицательность легких электронов — представлялась фундаментальным свойством материи. Даже Дирак отвергал тогда концепцию антиматерии и пытался интерпретировать положительные «дыры» в море вакуумных электронов как протоны. Вскоре, однако, было показано, что на этом пути мы снова сталкиваемся с нестабильностью атома водорода и что дырка должна обладать такой же массой, что и соответствующая частица (Weyl H., 1928; Oppenheimer J. R., 1930; Dirac P. A. M., 1931). Антиматерия должна была существовать. И действительно, позитрон был открыт Андерсоном в 1932 г. Открытие антипротона задержалось на целых 25 лет, поскольку для его рождения необходима концентрация энергии, которая в тысячу раз превышает возможности, бывшие в нашем распоряжении до изобретения синхротрона.

Здесь уместно обратить внимание на тот факт, что теоретические предсказания относительно новых фундаментальных процессов и новых свойств материи были сделаны еще до того, как появились какие бы то ни было экспериментальные указания на этот счет. Напротив, весь предыдущий опыт противоречил симметрии между положительными и отрицательными зарядами. Эти предсказания стоят в ряду величайших интеллектуальных достижений в естествознании \*).

После того, как идея заполненного вакуума получила признание, уже было сравнительно просто вычислить сечение аннигиляции электрона и позитрона в два фотона (Dirac P. A. M., 1930) и сечение рождения пар фотонами в кулоновском поле атомного ядра (Bethe H., Heitler W., 1934; Heitler W., Sauter F.; 1933; Nishina N., Tomonaga S., Sakata S., 1934).

Остается только удивляться, почему работы по расчету рождения пар были сделаны лишь спустя три года после того, как дырки были отождествлены с позитронами, хотя все, что для этого требовалось, сводилось к очень простому определению вероятности перехода. Это может служить иллюстрацией того изумления и недоверия, с которыми поначалу были встречены эти идеи.

Сегодня уже трудно воспроизвести то волнение, скептицизм и энтузиазм, которые бушевали в первые годы вокруг совершенно новых физических представлений, вытекавших из уравнения Дирака. Выяснилось, что оно является значительно более содержательным и глубоким, чем ожидал сам автор, когда написал его в 1928 г. В одном из своих выступлений Дирак заметил, что его уравнение оказалось умнее его создателя. К этому, однако, следует добавить, что именно Дирак сам же и выявил большую часть дополнительной информации, содержащейся в этом уравнении.

Формулы, описывающие рождение пар и тормозное излучение, превосходно объяснили также развитие ливневого каскада, порождаемого космическими лучами при прохождении через вещество, поскольку в ходе этого процесса энергия налетающих частиц трансформируется в конечном счете в электроны и фотоны. Небезынтересно в этой связи напомнить

---

\*) Возможность существования античастиц уже отмечалась Паули (Pauli W., 1919) и Эйнштейном (Einstein A., 1925). Более подробно об этом можно прочесть в обзоре А. Пайса (Pais A., 1979, p. 909).

историю, связанную с интерпретацией соответствующих экспериментов. Сначала достигнутый успех рассматривался как доказательство того, что теория излучения и рождения пар верна даже при очень высоких энергиях. Затем выяснилось, что часть космических лучей не вызывает образования ливней (сейчас мы знаем, что эта часть состоит из мюонов), и тогда были высказаны сомнения относительно справедливости теории при высоких энергиях (см. статью Р. Сербера в этом сборнике). Вскоре, однако, сначала Ферми (F e r m i E., 1924), а затем Вайцзекером (W e i z s ä s k e r C. F., 1934) и Вильямсом (W i l l i a m s E. J., 1935) было показано, что воздействие кулоновского поля на быстрый электрон можно описать в терминах его взаимодействия с довольно мягкими квантами электромагнитного поля, если выбрать удобную систему отсчета. Таковой в данном случае является система, где электрон покоится. В ней энергия этих квантов может всего лишь в несколько раз превосходить собственную энергию покоящегося электрона  $mc^2$ . Этот анализ показал, что в ходе развития ливневого каскада может происходить передача энергии и импульса только порядка  $mc^2$  и  $mc$  соответственно. Следовательно, ливни не могут служить тестом для проверки теории при высоких энергиях, равно как и нельзя списывать отклонения от ожидаемых свойств ливней на неприменимость теории при таких энергиях. В действительности, для проверки теории при высоких энергиях были необходимы мощные электронные ускорители. Последние эксперименты на электронных коллайдерах показали, что теория электромагнитного поля остается справедливой, по крайней мере, до обменов энергией порядка 30 ГэВ.

Сколько нереалистичной казалась гипотеза о существовании антиматерии, иллюстрируется хотя бы тем, что многие из нас не верили в существование антипротона из-за его аномального магнитного момента. Последний был обнаружен в 1933 г. Отто Стерном и интерпретировался как указание на то, что протон не описывается уравнением Дирака. Большинство физиков лишь очень постепенно принимался фундаментальный принцип симметрии между материей и антиматерией и его независимость от конкретных волновых уравнений.

Из новой интерпретации состояний с отрицательной энергией в уравнении Дирака с неизбежностью следовал вывод, что в природе реально не существует одночастичных систем и даже систем, состоящих из небольшого числа частиц. Рассматривать, скажем, атом водорода как двухчастичную систему правомерно только в рамках нерелятивистской квантовой механики. При релятивистском подходе необходимо учитывать фон из бесконечного числа вакуумных электронов. Даже если бы мы попытались рассматривать заполненный вакуум как некую неуклюжую модель, адекватную реальности, то и тогда существование виртуальных пар и их флуктуации определенно означали бы несостоятельность релятивистского квантового описания систем с конечным числом частиц.

Частицы следует рассматривать как кванты поля, которые могут рождаться и уничтожаться, на равной ноге с фотонами как квантами электромагнитного поля. В результате теория взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем становится теорией взаимодействия двух (или более) квантованных полей — поля вещества и поля излучения.

Для математической формулировки этого обстоятельства был использован метод, называемый вторичным квантованием. Это не более чем неудачное название для развитого Иорданом, Клейном и Вигнером (J o r d a n P., K l e i n O., 1927; J o r d a n P., W i g n e r E., 1928) формализма, который предназначен для рассмотрения проблем большого числа частиц. По существу, здесь нет никакого дополнительного квантования. Это просто адекватный теории поля метод, в котором вводится понятие

операторов рождения и уничтожения, увеличивающих или уменьшающих число частиц в определенных квантовых состояниях. Амплитуды поля выражаются в виде линейных комбинаций этих операторов. Этот формализм представляет собой прямое обобщение квантования электромагнитного поля как суперпозиции осцилляторов. Матричные элементы оператора амплитуды осциллятора отличны от нуля только для переходов между соседними (по энергии возбуждения) состояниями. Соответствующий оператор либо прибавляет (рождает), либо вычитает (уничтожает) квант осциллятора.

Между полями частиц с полуцелым спином и электромагнитным полем имеется существенное различие. Первые описывают поведение фермионов, а вторые представляют собой пример бозонного поля. В классическом пределе бозонные поля становятся классическими полями, напряженности которых являются вполне определенными функциями координат и времени (радиоволны). Фермионные поля не могут иметь классического предела, поскольку в одно состояние нельзя поместить более одной частицы. В этом случае классическим пределом является частица с вполне определенной координатой и импульсом. Интересно обратить внимание на то, что до сих пор все частицы, образующие материю, оказывались фермионами, которые взаимодействуют друг с другом через посредство бозонных полей.

Кроме того, взаимодействие между фермионными и бозонными полями в его простейшей форме обязательно линейно по бозонным и билинейно по фермионным полям. Это иллюстрируется формулой (4), поскольку плотность тока билинейна по волновым функциям частиц. Невозможно сконструировать лоренц-инвариантное выражение, которое было бы линейно или кубично по волновым функциям спиноров. Между тем бозонные поля (векторные или скалярные) могут входить в гамильтониан взаимодействия линейно.

После того как поля выражены в терминах операторов рождения и уничтожения, взаимодействие между ними приобретает следующий простой смысл: фундаментальное взаимодействие между фермионами и бозонами включает произведение двух операторов  $b^+$  и  $b$  рождения и уничтожения фермионов и одного бозонного оператора  $a$  или  $a^+$  и записывается в виде  $b^+ba$  или  $b^+ba^+$ . Это интерпретируется как изменение состояния фермиона — уничтожение его в одном состоянии и рождение в другом, — сопровождающееся излучением или поглощением бозона.

## 6. ВОЙНА С БЕСКОНЕЧНОСТЯМИ. УСТРАНЕНИЕ ВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Несмотря на все успехи новой дырочной теории позитрона, из-за бесконечной плотности заряда и бесконечной отрицательной плотности энергии вакуума было очень трудно принять эту теорию в ее буквальном смысле. Поэтому началась борьба с бесконечностями (Heisenberg W., 1934; Dirac P. A. M., 1934). Она велась создателями квантовой электродинамики со все возрастающим пылом, особенно после того, как, помимо уже отмеченных выше, выявились и другие, более существенные бесконечности. Мы расскажем об этом в последующих параграфах.

В то счастливое время, когда мне довелось работать с Паули в Цюрихе, я был косвенным образом вовлечен в эту борьбу. Между Паули и Гейзенбергом установилась оживленная переписка, и каждое письмо последнего подвергалось у нас всестороннему обсуждению. Иногда

случалось, что Паули просил меня подготовить первый черновой вариант его критического ответа на некоторые из соображений, содержащихся в письмах Гейзенберга.

Это были довольно примитивные попытки бороться с бесконечной плотностью заряда посредством некоторого переопределения понятия заряда и тока. Они сводились к следующему. Коль скоро теория симметрична относительно перестановки электрона и позитрона, можно с равным правом строить ее таким образом, чтобы позитроны выступали в качестве частиц, а электроны в качестве дырок в позитронном мире, заполняющем состояния с отрицательной энергией. Тогда последовательная теория должна была бы являть собой суперпозицию этих двух зарядово-несимметричных вариантов — одного с бесконечной отрицательной и другого с бесконечной же положительной плотностью заряда. Такая комбинация подчеркивала бы также симметрию между материей и антиматерией. Тогда вакуумные плотности зарядов взаимно скомпенсируются, и соответствующие выражения для зарядов и токов действительно приведут к более удовлетворительному описанию физических явлений.

В 1934 г. Гейзенбергом (Heisenberg W., 1934), а также Оппенгеймером и Фарри (Oppenheimer J. R., Furry W., 1934) было показано, что в рамках формализма операторов рождения и уничтожения частиц можно обратить недостатки состояний с отрицательной энергией в их достоинства, для чего достаточно поменять упомянутые операторы ролями, когда они действуют на эти состояния. Оказалось, что соответствующая модификация не требует радикального изменения уравнений. Результаты оставались теми же, что и в рамках гипотез о заполненном вакууме, но при этом отпадала необходимость в неприемлемых предположениях. Теперь частицы и античастицы входили в теорию симметрично и бесконечная зарядовая плотность вакуума была устранена. Посредством некоторого переопределения членов в гамильтониане, билинейных по операторам рождения и уничтожения частиц, можно было даже освободиться от бесконечной отрицательной плотности энергии вакуума. После всего этого вакуум в релятивистской теории должен был характеризоваться энергией и импульсом, равными нулю. Оставалось, однако, неприятным то обстоятельство, что существуют вакуумные флуктуации, не обладающие вообще никакой энергией.

Результат можно сформулировать следующим образом: фундаментальное взаимодействие между заряженными фермионами и фотонами включает три основных процесса — рассеяние фермиона с излучением или поглощением фотона и рождение или аннигиляция фермион-антифермионной пары с поглощением или излучением фотона. Все электродинамические процессы сводятся к различным комбинациям этих «краугольных камней».

Представляется весьма удивительным, но прошло довольно много времени, прежде чем физики оценили огромные преимущества нового формализма. Даже в конце сороковых годов, когда на повестку дня уже вышла проблема перенормировки, все еще можно было прочесть в физических статьях о «дырочной теории» позитронов.

В истории борьбы против вакуумных электронов примечателен эпизод, связанный с квантованием релятивистского волнового уравнения Клейна — Гордона для скалярных частиц. Шел 1934 год. Я работал ассистентом Паули в Цюрихе. Это был один из тех периодов, когда фортуна была невероятно благосклонна ко мне как к физiku. В то время я занимался изучением свойств уравнения Клейна — Гордона для заряженных скалярных частиц. Тогда не было известно ни одной скалярной частицы, так что моя деятельность выглядела чисто академической. В этой теории

плотность заряда  $\Phi^*\Phi - \Phi\Phi^*$  и плотность интенсивности  $|\Phi|^2$  не совпадают. Поэтому можно было допустить, что под действием внешнего электромагнитного поля полная интенсивность  $\int |\Phi|^2 d^3x$  может изменяться со временем при постоянном полном заряде. Возникло подозрение, что это может приводить к рождению и аннигиляции противоположно заряженных частиц. Будучи не знаком с формализмом вторичного квантования, я не мог справиться с задачей самостоятельно и обратился за помощью к Паули. Привлечь его внимание к этой проблеме оказалось нелегко. Некоторые эпизоды борьбы за это описаны в моем эссе, вошедшем в сборник «Физика двадцатого века» (Physics in the Twentieth Century, p. 11, M. I. T. Press 1972). В конце концов, он все же «клянул». Его привлекло сразу же подмеченное им обстоятельство, что в рамках квантованного уравнения Клейна — Гордона частицы и античастицы, а также процессы рождения и аннигиляции пар, не требуют введения заполненного частицами вакуума\*). Заметим, что в то время еще не восторжествовал формализм, в котором для описания состояний с отрицательной энергией менялись ролями операторы рождения и уничтожения частиц, и позитрон все еще рассматривался в рамках концепции заполненного вакуума. Паули назвал нашу работу «антидираковской». Он рассматривал ее как оружие в борьбе против заполненного вакуума, который ему всегда не нравился. Мы думали, что уравнение Клейна — Гордона является всего лишь нереалистическим примером теории, обладающей всеми преимуществами дырочной теории и избавленной от необходимости апеллировать к заполненному вакууму. Мы и не подозревали, что четверть века спустя мир частиц окажется полон объектов с нулевым спином. По этой причине мы опубликовали эту работу в почтенном, но не очень-то читаемом журнале «Helvetica Physica Acta» (Pauli W., Weisskopf V., 1934).

Наша работа по квантованию уравнения Клейна — Гордона вскоре привела Паули к доказательству знаменитого соотношения между спином и статистикой. В 1936 г. он показал, что невозможно проквантовать уравнения для скалярного или векторного полей, которые подчиняются антикоммутационным перестановочным соотношениям. Суть состояла в том, что при таких правилах коммутации перестают коммутировать операторы, отвечающие физическим величинам в двух точках, которые разделены пространственно-подобным интервалом. Это противоречило бы причинности, поскольку означало, что возможна взаимозависимость между двумя измерениями, которые нельзя связать никаким сигналом. Основываясь на этом, Паули сделал вывод, что частицы с целым спином не могут подчиняться статистике Ферми. Они должны быть бозонами. В то же время, в дни господства дырочной теории было очевидно, что частицы со спином  $\hbar/2$  не могут подчиняться статистике Бозе, так как в противном случае невозможно было бы заполнить вакуум. Четыре года спустя снова опираясь на соображения причинности, Паули доказал (Pauli W., 1940), что частицы с полуцелым спином обязаны подчиняться статистике Ферми.

---

\*) В ходе этой работы Паули попросил меня вычислить сечение рождения скалярных частиц фотонами. Это было вскоре после того, как Бете и Гайтлер решили ту же задачу для электронов и позитронов. Встретив Бете на конференции в Копенгагене, я попросил его рассказать о методе вычисления. Кроме того, я поинтересовался, сколько времени может на все это понадобиться. Он ответил: «У меня это заняло три дня, но Вам потребуется три недели», и оказался, как всегда, прав. Мало того, опубликованный мной результат (не проверенный Паули) отличался от правильного ровно в четыре раза.

## 7. БОРЬБА С БЕСКОНЕЧНОСТЯМИ II; БЕСКОНЕЧНОСТИ НАСТУПАЮТ: БЕСКОНЕЧНАЯ СОБСТВЕННАЯ МАССА

Бесконечности, связанные с заполненным вакуумом и низшим энергетическим состоянием, оказались относительно безвредными по сравнению с бесконечностями другого типа, которые обнаружились в квантовой электродинамике в результате более детального анализа взаимодействия заряженных частиц с полем излучения. От этих трудностей избавлены только первые не исчезающие члены теории возмущений, т. е. те члены, которые описывают рассматриваемое явление в низшем порядке. Вскоре выяснилось, что следующие приближения всегда чреваты расходящимися интегралами. Впервые на это обратил внимание Оппенгеймер (Oppenheimer J. R., 1930).

В 1934 г. Паули попросил меня вычислить в рамках позитронной теории собственную энергию электрона. Это была, по существу, постановка старой электродинамической проблемы на современном уровне. В классической теории энергия  $\varepsilon$  поля электрона с радиусом  $a$  (пренебрегая его «внутренней структурой») равна

$$\varepsilon = 4\pi \int_a^{\infty} \frac{e^2}{r^4} r^2 dr = \frac{4\pi e^2}{a}.$$

При стремлении радиуса к нулю эта величина расходится линейно. Соответствующий расчет в рамках позитронной теории много сложнее, так как приходится искать разность между двумя бесконечными величинами — энергией вакуума и энергией вакуума плюс один электрон. Это удалось сделать, и результат удобно сформулировать следующим образом: на расстояниях порядка одной комптоновской длины  $\lambda_c = h/mc$  от электрона электрическое поле уже не равно  $e/r^2$ , а равно  $(e/r^2) \sqrt{r/\lambda_c}$ . При стремлении расстояния  $r$  к нулю последняя величина возрастает только как  $r^{-3/2}$  и собственная энергия электрона  $\varepsilon$  оказывается равной (Weisskopf V., 1934)

$$\varepsilon = m_0 c^2 + \frac{3}{2\pi} m_0 c^2 \frac{e^2}{hc} \ln \frac{\lambda_c}{a}, \quad (8)$$

где  $m_0$  — внутренняя или «механическая» масса электрона, т. е. масса, которая осталась бы в гамильтониане электрона, если устранить его взаимодействие с собственным электромагнитным полем. Эта энергия расходится только логарифмически \*).

В последовательной релятивистской теории электрон должен быть точечным, т. е. величину  $a$  следует устремить к нулю. Стоит, однако, заметить, что значение  $a$ , при котором второй член в (8) становится равным половине первого, чудовищно мало: оно равно  $10^{-72}$  см! Между тем даже шварцшильдовский радиус электрона равен  $10^{-45}$  см. Последнее означает, что искривление пространства вблизи электрона становится достаточно сильным, чтобы воспрепятствовать его взаимодействию с фотонами подобных длин волн. Этим обеспечивается естественное обрезание задолго до

\*) С этой работой связан самый большой конфуз в моей профессиональной биографии. В первой публикации я допустил ошибку, результатом которой явилась квадратичная расходимость собственной энергии. Вскоре я получил письмо от В. Фарри, который любезно указал мне на эту глупость и на то, что в действительности расходимость является логарифмической. Вместо того чтобы опубликовать результат самому, он разрешил мне опубликовать исправления, включающие ссылку на него. С тех пор факт установления логарифмической расходимости собственной энергии электрона ошибочно приписывают мне, а не Фарри.

того, как становится существенной собственная электромагнитная энергия электрона. К сожалению, последовательный анализ этого эффекта до сих пор не проведен.

Некоторое время спустя я попытался выяснить, в чем состоит физическая причина такой слабой расходимости (Weisskopf V., 1939). Оказалось, что дело тут во взаимодействии между электроном и флуктуациями вакуума. В уменьшении собственной энергии электрона наряду с другими эффектами, играет роль учет принципа Паули, который приводит к подавлению вклада поляризации вакуума, запрещая рождаться электрон-позитронным парам, если электрон пары и рассматриваемый электрон оказываются слишком близко. В результате изменяется плотность заряда вблизи электрона и уменьшается его собственная энергия.

Другой, несколько более терпимый класс расходимостей, появился в квантовой электродинамике при рассмотрении излучения очень мягких фотонов. Такой процесс происходит, например, когда пучок электронов рассеивается статическим электрическим полем. Предсказание классической теории состоит в том, что при этом на предельно низкие частоты приходится исчезающая величина излучаемой энергии. Между тем, в этом пределе квантовый результат должен совпадать с классическим. Последнее указывает на то, что число излучаемых мягких фотонов должно стремиться к бесконечности. В 1937 г. Блох и Нордсик (Bloch F., Nord-sieck A., 1937) показали, что эту неприятность, названную «инфракрасной катастрофой», удастся обойти, если описывать излучение в пределе низших частот посредством классических полей. Эта важная работа положила конец беспокойству по поводу бесконечностей подобного типа.

#### 8. БОРЬБА С БЕСКОНЕЧНОСТЯМИ, БЕСКОНЕЧНОСТИ НАСТУПАЮТ: БЕСКОНЕЧНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА

Возможность рождения виртуальных пар делает вакуум, в определенном смысле, похожим на диэлектрическую среду, так что можно ввести понятие диэлектрической проницаемости вакуума  $\epsilon$ . Непосредственный анализ соответствующих эффектов приводит к значению  $\epsilon$ , которое складывается из двух частей: постоянной части  $\epsilon_0$  и добавки, зависящей от электромагнитного поля и его производных по времени и координатам:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon(\text{поля}). \quad (9)$$

Постоянная часть не имеет физического смысла, так как ее роль сводится просто к переопределению единицы заряда: любой заряд  $Q_0$  следует заметить на  $Q_0/\epsilon_0$ . Расчетное значение  $\epsilon_0$  логарифмически расходится: оно ведет себя как  $\ln(\Lambda/m)$ , где  $\Lambda$  — параметр обрезания по импульсу. В то же время добавочный, зависящий от поля, член конечен и, следовательно, должен нести определенную физическую нагрузку. В 1936 г. Гейзенберг и Эйлер (Heisenberg W., Euler E., 1936), а также я (Weisskopf V., 1936) получили для него точное выражение в случае медленно меняющегося поля ( $\nabla F \ll F/(h/mc)$ ), которое справедливо во всех порядках по константе связи  $e^2/\hbar c$ .

Посмотрим, как будет себя вести заряд  $Q_0$ , помещенный в вакуум с диэлектрической проницаемостью (9). На больших расстояниях эффективный заряд будет равен  $Q_0/\epsilon_0$ . Когда же  $r$  порядка  $\lambda_C = \hbar/mc$  или меньше, в соотношении (9) становится существенным второй член. Для кулоновского поля (которое нельзя считать медленно меняющимся) соответствующий расчет по теории возмущений был выполнен Сербером (Serber R., 1935) и Улингом (Uehling, 1935) посредством метода, предложенного Дираком. Они обнаружили, что величина  $\epsilon(r)$  падает, когда  $r$  становится

меньше комптоновской длины волны,  $r < \lambda_C = h/mc$ , поскольку при дальнейшем уменьшении  $r$  вносят вклад только те виртуальные пары, энергия которых больше, чем  $hc/r$ . Это уменьшение конечно и поддается количественной оценке. Бесконечность величины  $\varepsilon_0$  интерпретируется как указание на то, что бесконечен «истинный» внутренний заряд  $Q_0$ , а наблюдаемый при  $r \rightarrow \infty$  заряд  $e$  конечен и  $e = Q_0/\varepsilon_0$ . Тогда уменьшение величины  $\varepsilon$  вместе с  $r$  при  $r < \lambda_C$  является мерой роста эффективного заряда  $Q_{\text{eff}}$  на этих расстояниях.

В подавляющей части области  $r < \lambda_C$  превышение величины  $Q_{\text{eff}}$  над зарядом  $e$  весьма незначительно, всего лишь порядка  $e/137$ . Быстрый рост

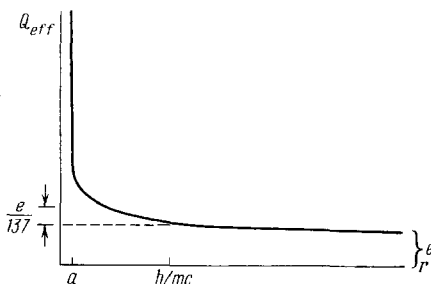


Рис. 2. Изменяющаяся константа связи в КЭД.

Эффективный заряд  $Q_{\text{eff}}$  как функция расстояния  $r$ , причем последнее значительно меньше, чем в масштабе, принятом на рисунке.

$Q_{\text{eff}}$  начинается только на очень малых расстояниях  $r \sim \lambda_C \exp(-hc/e^2)$ . Это те же длины, которые уже обсуждались нами в связи с проблемой собственной энергии. По всей видимости, на таких расстояниях теория становится вообще неприменимой. Зависимость величины  $Q_{\text{eff}}$  от расстояния показана на рис. 2. Несмотря на нефизическое предположение о бесконечном «истинном» (голом) заряде  $Q_0$  этот результат следует рассматривать как интересное следствие квантовой электродинамики.

#### 9. БОРЬБА С БЕСКОНЕЧНОСТЯМИ; КОНТРАНАСТУПЛЕНИЕ: ПЕРЕНОРМИРОВКА

Как уже говорилось, появление в квантовой электродинамике бесконечных величин было обнаружено еще в 1930 г. Поскольку они возникали только при расчете процессов в более высоких порядках, чем тот, который является для них главным, а экспериментальная точность в то время была еще не слишком высокой, можно было до поры до времени игнорировать эти бесконечности, ограничиваясь низшим порядком теории возмущений, который обеспечивал достаточную точность. Тем не менее бесконечности, присущие высшим порядкам, указывали на то, что формализм не позволяет правильно вычислять вклады от взаимодействия с высокоэнергетическими фотонами.

Уже в 1936 г. было высказано предположение (Euler E., 1936; Weisskopf V., 1936), что бесконечные вклады от фотонов с большими импульсами всецело обусловлены бесконечной собственной массой, бесконечным голым зарядом  $Q_0$  и не поддающимися измерению вакуумными величинами вроде диэлектрической постоянной вакуума. Поэтому казалось, что можно построить последовательную теорию, свободную от этих бесконечностей. В то время никто не пытался сделать это, хотя уже тогда была возможность сформулировать метод, который сейчас известен под названием перенормировки.

Исключением в этом отношении был Штюкельберг, который уже в те годы опубликовал несколько статей — важнейшие из них относятся к



1935 и 1938 гг. (Stueckelberg E. C., 1935, 1938), в которых содержались идеи и некоторые математические приемы перенормировок. К сожалению, его статьи и доклады были довольно нечетки и весьма трудны для понимания, равно как и его методы для их использования. Он часто навевался в Цюрих годах в 1934—1935, когда я работал там с Паули, но мы не смогли последовать по намеченному им пути. Будь мы в состоянии воспринять его идеи, мы уже тогда смогли бы вычислить величину лэмбовского сдвига и поправки к магнитному моменту электрона.

Экспериментальные результаты дали новый толчок теоретическим усилиям в этом направлении. В 1947 г. Лэмб и Ризерфорд (Lamb W., Retherford R., 1947) сумели надежно измерить величину разности между энергиями  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  состояний атома водорода (лэмбовский сдвиг). Между тем применение уравнения Дирака к атому водорода предсказывало точное вырождение двух этих уровней, хотя уже в тридцатые годы спектроскопические измерения заставили усомниться в этом (так называемый, «Пастернак-эффект»). Опыты Хаустона (Houston W. V., 1937) и Вильямса (Williams R. C., 1938) определенно указывали на то, что энергии этих уровней различны, но только Лэмб и Ризерфорд, использовавшие только что развитые микроволновые методы, сумели однозначно установить, что есть расщепление, и с большой точностью определить его величину.

Еще задолго до этого было высказано предположение, что за это расщепление должно быть ответственным взаимодействие атома с электромагнитным полем, однако первые попытки сделать соответствующие оценки натолкнулись на трудности из-за того, что бесконечные значения собственной массы и поляризации вакуума возникали одновременно в одном и том же порядке теории возмущений. Крамерс (Kramers H. A., 1938) первым указал на то, что эффект, который в данном случае необходимо вычислить, требует очень аккуратно вычесть бесконечную энергию связанного электрона из бесконечной же энергии свободного, выделив таким образом из расходящихся выражений часть, имеющую реальный физический смысл. Вопрос о корректном вычитании бесконечных величин всегда очень труден. После того, как был измерен лэмбовский сдвиг, Бете (Bethe H., 1947) попытался оценить эффект взаимодействия с электромагнитным полем, просто считая, что оно обращается в нуль для фотонов, энергия которых превосходит величину  $mc^2$ . Эта попытка увенчалась успехом, поскольку большая часть эффекта обусловлена фотонами меньшей энергии, которые можно рассматривать нерелятивистски. Мы с Френчем провели аккуратный расчет соответствующей разности и получили вполне определенный результат, который хорошо согласовался с экспериментом. По-видимому, мы были первыми, кто это сделал. Далее последовал такой трагикомический эпизод. Мы поделились нашим методом и показали наш результат Швингеру и Фейнману. Они попытались независимо друг от друга воспроизвести наши вычисления, но пришли к результату, который отличался от нашего малой добавочной константой. Беда была в том, что оба они получили одинаковое выражение. Это обстоятельство — все-таки против нас были Фейнман и Швингер — поколебало нашу уверенность, и мы долго, но безуспешно пытались найти у себя ошибку. Только спустя семь месяцев, Фейнман сообщил нам, что ошиблись они со Швингером! Тогда мы опубликовали нашу работу (Frensch J. B., Weisskopf V., 1949), но за это время аналогичные вычисления были проведены Кроллом и Лэмбом (Kroll N. M., Lamb W. E., 1949), и их статья появилась в печати на несколько месяцев раньше нашей. Да, уверенность в себе является важным ингредиентом успеха в работе физика!

Этот эпизод показал также, что наш примитивный метод вычитания бесконечностей представляется довольно-таки спорным и не внушает достаточного доверия. Тогда могучая «команда» физиков, включавшая Швингера, Фейнмана, Дайсона и Томонагу, разработала более надежный аппарат для «обуздания» бесконечностей (см. по этому поводу Schwinger J., 1958). Они создали метод перенормировок, пожертвовав затравочными параметрами в пользу параметров, которые имеют прямой физический смысл и поддаются непосредственному измерению на опыте. Теперь любые электродинамические вычисления включали в себя переопределение массы и заряда. В гамильтониан были введены бесконечные контрчлены таким образом, чтобы они компенсировали бесконечную массу и заряд. Для того чтобы обеспечить однозначность всей этой процедуры, было необходимо все вычисления проводить в явно релятивистски инвариантном и калибровочно инвариантном виде.

Результаты оказались в высшей степени многообещающими. В 1948 г. Швингер (Schwinger J., 1948) показал, что магнитный момент электрона должен слегка превышать магнетон Бора. Незадолго до этого такой же результат был получен на опыте в экспериментах Раби, Нэйфа и Пельсона (Nafe J. E., Nelson E. B., Rabi I. I., 1947) и Нагеля, Юлиана и Захариаса, а затем более точно — в эксперименте Фоли и Куша (Foley H. M., Kusch P., 1948). Был заново и значительно проще вычислен лэмбовский сдвиг, однозначно получены радиационные поправки высших порядков по константе взаимодействия  $e^2/\hbar c$  и амплитудам рассеяния и детально рассмотрены эффекты поляризации вакуума. Последние получили впечатляющее экспериментальное подтверждение при измерении спектров  $\mu$ -мезоатомов (атомов, в которых электрон заменен на мюон). В таких атомах мюон локализован внутри области радиуса  $r \sim \hbar/m_\mu c$ , где поправки, обусловленные поляризацией вакуума, порядка одного процента.

Война с бесконечностями была закончена. Высших приближений уже не нужно было больше бояться. Перенормировка совладала со всеми бесконечностями и дала однозначный рецепт расчета любых процессов взаимодействия электронов с электромагнитным полем с любой желаемой точностью. Все же это еще не было полной победой, поскольку для устранения бесконечностей приходилось прибегать к бесконечным же контрчленам. Кроме того, процедура устранения бесконечностей требует проведения последовательной перенормировки в каждом порядке разложения в ряд теории возмущений по степеням константы связи. Еще и сейчас неясно, будут ли соответствующие ряды сходящимися \*). Ситуация напоминает борьбу Геракла с гидрой, многоголовым морским монстром, у которого вырастали новые головы взамен отрубленных. Все же Геракл победил, и то же следует сказать о физиках. Дрелл очень удачно охарактеризовал эту ситуацию как «мирное сосуществование с бесконечностями».

Подытожим основные результаты победы, одержанной в этой трудной борьбе:

1. Лэмбовский сдвиг (около 10% обусловлено поляризацией вакуума, почти все остальное — взаимодействием с нулевыми колебаниями электромагнитного поля):

$$\Delta\nu(2S_{1/2} - 2P_{1/2}) = \begin{cases} 1057, 862(20) \text{ МГц (эксперимент)}, \\ 1057, 864(14) \text{ МГц (теория)}. \end{cases}$$

\*) Правда, известны более простые примеры теории поля, в которые удается перенормировать точно (см. Glimm J., Jaffe A., 1973).

2.  $g$ -фактор электрона ( $a = \frac{1}{2} (g - 2) \cdot 10^3$ ),

$$a = \begin{cases} 1,15965241 (20) & (\text{эксперимент}), \\ 1,159652379 (261) & (\text{теория}). \end{cases}$$

3. Поляризация вакуума: ею обусловлено 90% лэмбовского сдвига в  $\mu$ -мезоатоме гелия ( $\alpha$ -частица + мюон):

$$\Delta E (2S_{1/2} - 2P_{1/2}) = \begin{cases} 1,5274 (0,9) \text{ эВ} & (\text{эксперимент}), \\ 1,5251 (9) \text{ эВ} & (\text{теория}). \end{cases}$$

При всех этих достижениях квантовая электродинамика все же не освободилась полностью от ряда спорных проблем. Есть вполне определенные указания на то, что мы лишь частично понимаем смысл того, что имеет место в действительности. Как уже отмечалось выше, устранить бесконечность удастся только в рамках теории возмущений, применимость которой, в свою очередь, зависит от малости константы связи. Между тем, на малых расстояниях (правда, только на невообразимо малых) эффективная константа связи становится больше единицы. Должна ли там существовать теория, в которой можно избежать перенормировки посредством использования не теоретико-возмущенческих методов? Или, быть может, панацеей от расходимостей является объединение электродинамики с общей теорией относительности, поскольку расстояния, которые в этом смысле представляют реальную опасность, значительно меньше шварцшильдовского радиуса электрона? А не ведет ли к решению проблемы объединение сильных и электромагнитных взаимодействий? Пока что ясно только, что объединение последних со слабыми взаимодействиями, осуществленное Глэшоу, Вайнбергом, Саламом, Хофтом и Уордом, не послужило этой цели.

Кроме того, современная электродинамика не дает ответа на вопрос, почему масса электрона должна быть именно такой, а не какой-нибудь другой. Эта проблема стала особенно актуальна после открытия «тяжелых» электронов, таких, как мюон и  $t$ -лептон. Нет ни малейших указаний, почему в природе должны существовать электроны с различной массой. В современную теорию массы входят как произвольные параметры, которые могут принимать любые значения. Размножение фундаментальных частиц на шкале масс не ограничивается электронами. Мы столкнулись также с последовательностью кварков различной массы. Теория поля бессильна объяснить значения этих масс.

Значение, которое имеет проблема масс, можно проиллюстрировать следующим образом. Мы не можем объяснить величину массы электрона, т. е., другими словами, малость ( $1836^{-1}$ ) ее отношения к массе протона. Одну из них можно было бы принять за естественную единицу массы. Для описания природы явлений нам необходимо задать систему единиц, в которую входят три фундаментальных константы. Их величина не нуждается в объяснении. Такими единицами вполне могут быть постоянная Планка  $\hbar$ , скорость света в вакууме  $c$  и одна из масс. Малостью отношения массы электрона к массе протона определяются, в конечном счете, свойства всего, что нас окружает. Этим предопределяются вся молекулярная архитектура и то, что атомное ядро занимает вполне определенное положение в облаке окружающих его электронов. Не будь этого, не существовало бы вещество в том виде, к которому мы все привыкли, не существовало бы и самой жизни. У нас нет никаких идей насчет глубинных причин, обеспечивающих малость этого важнейшего отношения. И, наконец, последнее, но отнюдь не второстепенное обстоятельство: в рамках современной

электродинамики мы не можем найти объяснение реально наблюдаемой единицы электрического заряда, точнее, величины отношения  $e^2/\hbar c = 137^{-1}$ . Мы не можем предложить и намеков на объяснение того, почему массы лептонов и кварков различны, а электрические заряды одинаковы или же отличаются простыми факторами вроде  $1/3$  и  $2/3$ .

Как-то Гершом Шолом, великий знаток иудейского мистицизма, рассказывал мне об обучении каббале. Он объяснил, что в еврейском языке каждое слово ассоциируется с тем или иным числом, которому придается некоторый символический смысл. Затем он попросил меня назвать ему несколько неразрешенных современной физикой загадок. Когда же я заговорил об отношении  $e^2/\hbar c$ , его глаза загорелись от восторга и изумления: «Вы знаете, что число 137 ассоциируется со словом каббала?» Что ж, на сегодняшний день мы не располагаем более вразумительным толкованием величины заряда электрона.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Bethe H., Heitler W.—Proc. Roy. Soc., 1934, v. 146, p. 83.  
 Bethe H. Rev. Mod. Phys., 1947, v. 27, p. 253.  
 Bloch F., Nordsieck A.—Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 54.  
 Bloom E., Breidenbach M., Coward D., De Staebler H., Drees J., Bohr N., Rosenfeld L.—Det Kong. Danske Vid. Selskab., 1933, v. 12, p. 8.  
 Deutsch M.—Phys. Rev., 1951, v. 82, p. 455.  
 Dirac P. A. M.—Proc. Roy. Soc., 1926, v. 109, p. 642; 1927, v. 113, p. 621; *ibid.*, Ser. A, 1927, v. 114, p. 243; 1930, v. 126, p. 360; 1931, v. 133, p. 60; Proc. Cambr. Phil. Soc., 1930, v. 26, p. 361; 1934, v. 30, p. 150.  
 Einstein A.—Physica, 1925, v. 5, p. 330.  
 Euler H.—Ann. d. Phys., 1936, Bd. 25, S. 398.  
 Fermi E.—Zs. Phys., 1924, Bd. 29, S. 315; Rev. Mod. Phys., 1932, V. 4, p. 87.  
 Foley H. M., Kusch P.—Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 412.  
 French J. B., Weisskopf V. F.—*Ibid.*, m 1949, v. 75, p. 1240.  
 Friedman J., Hartmann G., Kendall H., Mo L. W., Taylor R.—Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 930, 935.  
 Gell-Mann M.—Phys. Lett., 1964, v. 8, p. 214.  
 Glashow S.—Nucl. Phys., 1959, v. 10, p. 107; 1961, v. 22, p. 579.  
 Glimm J., Jaffe A.—Fortschr. Phys., 1973, Bd. 22, S. 327.  
 Gross D., Wilczek F.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 26, p. 1343; Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 3633.  
 Heisenberg W.—Zs. Phys., 1934, Bd. 90, S. 209.  
 Heisenberg W., Euler H.—*Ibid.*, 1936, Bd. 98, S. 714.  
 Heisenberg W., Pauli W.—*Ibid.*, 1929, S. 561.  
 Heitler W., Sauter F.—Nature, 1933, v. 132, p. 892.  
 t'Hooft G.—Nucl. Phys., Ser. B, 1971, v. 35, p. 167.  
 Houston W. V.—Phys. Rev., 1937, v. 51, p. 446.  
 Jordan P., Klein O.—Zs. Phys., 1927, Bd. 45, S. 751.  
 Jordan P., Wigner E.—*Ibid.*, 1928, Bd. 47, S. 631.  
 Kemmer N., Weisskopf V. F.—Nature, 1936, v. 137, p. 659.  
 Klein O., Nishina Y.—Zs. Phys., 1929, Bd. 52, S. 853.  
 Kramers H. A.—Nuovo Cimento, 1938, v. 15, p. 108.  
 Kroll N., Lamb W.—Phys. Rev., 1949, v. 75, p. 388.  
 Lamb W., Retherford R.—*Ibid.*, 1947, v. 72, p. 241.  
 Möller C.—Ann. d. Phys., 1932, Bd. 14, S. 531.  
 Nafe J. E., Nelson E. B., Rabi I. I.—Phys. Rev., 1947, v. 71, p. 914.  
 Nishina Y., Tomonaga S., Sakata S.—Sci. Paper, Inst. Phys. and Chem. Research (Japan), 1934, v. 24, p. 17.  
 Oppenheimer J. R.—Phys. Rev., 1930, v. 35, p. 461, 562, 939.  
 Oppenheimer J. R., Furry W.—Phys. Rev., 1934, v. 45, p. 245.  
 Pais A.—Rev. Mod. Phys., 1979, v. 51, p. 861.  
 Pauli W.—Phys. Zs., 1919, Bd. 20, S. 457; Ann. Inst. H. Poincaré, 1936, t. 6, p. 109; Phys. Rev. 1940, v. 58, p. 716.  
 Pauli W., Weisskopf V. F.—Helv. Phys. Acta, 1934, v. 7, p. 709.  
 Politzer H. D.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 26, p. 1346.  
 Salam A., Ward J. C.—Phys. Lett., 1964, v. 13, p. 168.

- Schwinger J.—Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 416; Ann. Phys. (N. Y.), 1957, v. 2, p. 407; Selected Papers on Quantum Electrodynamics — Dover, 1958.
- Serber R.—Phys. Rev., 1935, v. 48, p. 49.
- Stückelberg E. Ann. d. Phys., 1935, Bd. 21, S. 367; Helv. Phys. Acta, 1938, v. 9, p. 225.
- Tamm I.—Zs. Phys., 1930, Bd. 62, S. 545.
- Uehling E.—Phys. Rev., 1935, v. 48, p. 55.
- Weisskopf V. F.—Zs. Phys., 1934, Bd. 89, S. 27, Bd. 90, S. 817; Ann. d. Phys., 1931, Bd. 9, S. 23; Kgl. Dansk. Vid. Selskab., 1936, v. 14, p. 6; Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 72.
- Weisskopf V. F., Wigner E.—Zs. Phys., 1930, Bd. 65, S. 54.
- von Weizsäcker C. F.—Ibid., 1934, v. 88, p. 612.
- Weyl H. Theory of Groups and Quantum Mechanics, Engl. transl. — Dover, original 1928.—P. 225.
- Williams E. J.—Kgl. Dansk. Vis. Selskab., 1935, No. 13; Phys. Rev., 1938, v. 54, p. 558.
- Yang C. N., Mills R.—Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 190.
- Yukawa H.—Proc. Phys. Math. Soc. Jap., 1935, v. 17, p. 48.
- Zweig G. CERN Report Th., 1964, v. 401, p. 412.