

В. Гайтлер
КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Редактор Л. В. ГЕССЕН

Технический редактор Е. С. Герасимова

Художник М. Г. Ровенский

Корректор Н. Г. Якова

Сдано в производство 7/II 1956 г.
Подписано к печати 30/VIII 1956 г.
Т-08098. Бумага 60×92¹/₁₆=бум. л.
30,8 печ. л.
Уч.-издат. л. 29,9. Изд. № 2/2844.
Цена 22 р. 95 к. Зак. 1260.

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ
ЛИТЕРАТУРЫ

Москва. Ново-Алексеевская, 52

Министерство культуры СССР.
Главное управление полиграфической
промышленности.
4-я тип. им. Евг. Соколовой
Ленинград, Измайловский пр., 29.

И * Л

*Издательство
иностранной
литературы*

*

THE
QUANTUM THEORY
OF
RADIATION

by

W. HEITLER

Professor of Theoretical Physics
in the University of Zürich

Third edition

Oxford

AT THE CLARINDON PRESS

1954

В. ГАЙТЛЕР

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Перевод с третьего английского издания

Под редакцией и с предисловием
академика Н. Н. БОГОЛЮБОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва, 1956

Редакция литературы по вопросам физических наук
Заведующий редакцией проф. А. А. СОКОЛОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Книга Гайтлера, перевод первого издания которой был выпущен у нас в 1940 г., хорошо известна советскому читателю. Она была первой в мировой литературе книгой, специально посвященной квантовой электродинамике, и в течение ряда лет служила учебником для всех изучающих этот круг вопросов. Книга посвящена систематическому рассмотрению эффектов, обусловленных взаимодействием заряженных частиц с полем излучения. Эта основная цель определила и основные особенности книги. Главное внимание автора обращено на получение конкретных результатов, как правило, доводимых до числовых значений, которые сейчас же тщательно сопоставляются с экспериментальными данными. Вопросы общего характера играют в книге несколько подчиненную роль и рассматриваются лишь постольку, поскольку это необходимо для приложений. Именно этим отличается „Квантовая теория излучения“ от других весьма ценных книг по этому вопросу, появившихся в последние годы.

Особенно следует отметить ясный и доступный характер изложения. Это делает книгу превосходным справочным пособием для экспериментаторов.

Со времени выхода первого издания книги Гайтлера (второе издание, сравнительно мало отличающееся от первого, у нас не переводилось) аппарат квантовой электродинамики был значительно усовершенствован, что дало возможность изучить ряд эффектов, теоретическое рассмотрение которых ранее считалось невозможным. Автору удалось отразить в книге основные новые методы и главные достигнутые результаты, не увеличивая чрезмерно ее объема и сохранив общий характер и стиль изложения. Изложению новых идей посвящена специальная гл. 6, в которой в рамках обычной теории возмущений развита современная теория радиационных поправок на основе матрицы рассеяния.

Вместе с тем значительные изменения претерпели и другие разделы книги. В гл. 2 включен специальный параграф, посвященный используемому в квантовой теории поля сингулярным функциям. Существенно по-новому изложено квантование электромагнитного поля: все рассмотрение ведется параллельно в двух калибровках — кулоновской и лоренцевой, причем во втором случае используется индефинитная метрика. В отличие от первого издания теория элект-

трона излагается на основе представления об электронно-позитронном поле. Кратко рассмотрен также и вопрос о позитронии. Выделена специальная гл. 4 об общих методах решения уравнений квантовой электродинамики, содержащая, в частности, общую теорию затухания.

Естественно, что автору пришлось полностью переписать параграф, в котором резюмируется современное состояние теории и обсуждаются возможные перспективы ее дальнейшего развития. В частности, исключено содержащееся в первом издании сравнительно подробное изложение теории Борна — Инфельда.

Изложение экспериментальных данных приведено в соответствие с результатами, полученными к моменту выхода книги (1953 г.). Наконец, включен ряд приложений, содержащих более подробное изложение некоторых затронутых в книге частных вопросов.

Таким образом, книга написана в значительной степени заново. Однако следует отметить, что новая методика излагается лишь в гл. 6 и используется только для расчета радиационных поправок, расчеты же всех эффектов в первом неисчезающем приближении (см. гл. 5) ведутся старым методом. Кроме того, в соответствии с общим планом книги в ней не рассмотрен ряд вопросов, существенных для общего построения квантовой теории поля, но не необходимых для расчета рассматриваемых Гайтлером конкретных эффектов. Отметим, наконец, что ряд новейших методов квантовой теории поля (например, метод функции Грина) не мог быть включен в книгу, ибо эти вопросы получили свое развитие в основном уже после выхода книги в свет.

Таким образом, книгу Гайтлера нельзя рассматривать как учебник по современной квантовой электродинамике. Она представляет собой классический труд, содержащий весьма детальное рассмотрение всех до сих пор наблюдавшихся эффектов и совершенно необходима любому теоретику или экспериментатору, соприкасающемуся с квантовой электродинамикой.

Академик *Н. Н. Боголюбов.*

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ АНГЛИЙСКОМУ ИЗДАНИЮ

Читатель, знакомый со вторым изданием этой книги, прежде всего заметит существенное увеличение ее объема. Настолько, и даже еще в большей степени, развилась за это время *квантовая теория излучения*. Чтобы настоящий том не разросся до неразумных пределов, мне пришлось ограничиться электродинамикой электронов и позитронов, не затрагивая ни электродинамики мезонов и нуклонов, ни всей ядерной физики, исключив даже вопрос о сверхтонкой структуре.

Книга в некоторых частях неизбежно стала „труднее“, однако в разделах, трактующих более элементарные вопросы (на которых полностью основывается дальнейшее построение более углубленной теории), я пытался сохранить стиль первого издания. Эти разделы составляют достаточную теоретическую основу для понимания большинства приложений, изложенных в гл. 5 и 7. В тех же целях был добавлен специальный параграф „Элементарная теория возмущений“. Читатель, интересующийся в основном приложениями теории, найдет в конце введения схему, которая проведет его через книгу, не завлекая в лабиринты теоретических трудностей.

Чтобы не прерывать излишне основной линии аргументации, некоторые теоретические детали отнесены в приложения. При развитии математических методов требования элегантности отставлялись на второй план, если это представлялось целесообразным в интересах точности и ясности изложения.

Упоминаемые в книге эксперименты отобраны более или менее случайно и лишь в целях проверки узловых пунктов теории. При этом не имелось в виду достигнуть какой-либо степени полноты.

Я весьма обязан своим многочисленным помощникам — Дж. Мак-Конеллу (J. McConnell), критически прочитавшему большую часть новых теоретических параграфов, Г. Веффлеру (H. Wäffler), собравшему и критически просмотревшему экспериментальную литературу,

К. Блейлеру (K. Bleuler) за помощь и существенные упрощения в построении § 10 и 16, Е. Арну (E. Arnaud), С. Цинау (S. Zienau) за помощь и советы при составлении § 15, 16 и 34, последнему также за помощь при чтении корректур, а моей жене за различные стилистические исправления и, наконец, многочисленным коллегам, указавшим на отдельные дефекты второго издания или подсказавшим мне пути для улучшения. Я сожалею, что не могу упомянуть здесь каждого из них.

В. Г.

Цюрих,
август, 1953.

ВВЕДЕНИЕ

После первоначального успеха — трудности или ограничения применимости; таков обычный удел хорошей физической теории. В конце концов ее вытесняет лучшая теория, в которой устранены некоторые трудности или, как может случиться, которая обладает большей областью применимости. История квантовой теории излучения, или квантовой электродинамики, примечательна в том отношении, что в ней проявляется прямо противоположная тенденция. По мере того как шло время, теория в своем прежнем виде становилась все более и более корректной. Когда вскоре после завершения построения нерелятивистской квантовой механики Дирак, Гейзенберг и Паули основали квантовую электродинамику, почти немедленно возникли серьезнейшие трудности, и самую идею о том, что это правильная физическая теория, едва ли можно было поддерживать. Эти трудности состояли не только в старой проблеме расходящейся собственной энергии точечной заряженной частицы, теперь еще усугубленной дополнительной поперечной собственной энергией, но и в том, что ответом почти на любой физический вопрос, если только желали получить точный ответ, а не одно лишь первое приближение, был „расходящийся интеграл“.

Однако в качестве первого шага в развитии теории оказалось, что она приводит к хорошим, превосходно согласующимся с экспериментом результатам, если только ограничить вычисления первым приближением и взаимодействие между электроном и излучением считать слабым. Это первое приближение, как было показано, находится в близком соответствии с классической теорией. В то же самое время открытие положительного электрона поставило релятивистскую квантовую механику, которую едва ли можно отделить от теории излучения, на прочный фундамент.

Более того, проведенный Бором и Розенфельдом глубокий анализ вопроса об измерении напряженностей полей ясно показал, что по крайней мере квантовая электродинамика вакуума должна быть агильной. Вместе с механикой частиц она образует единое последовательное целое, из которого нельзя выкинуть ни одного из положений этих двух теорий.

Одно время казалось, что даже в первом приближении теория становится несправедливой, если энергии рассматриваемых частиц

и фотонов очень велики. Открытие каскадных ливней показало, однако, что это не так и что никаких ограничений применимости теории со стороны высоких энергий по существу не было.

В качестве второго шага удалось извлечь из теории новые чрезвычайно полезные выводы — оказалось возможным последовательно рассмотреть вопрос о ширине линий, а позже и другие явления, в которых существенно затухание. Это уже выходит за пределы „первого приближения“, но также чрезвычайно тесно связано с классической теорией и соответствует эффектам, обусловленным действием лоренцовой силы лучистого трения.

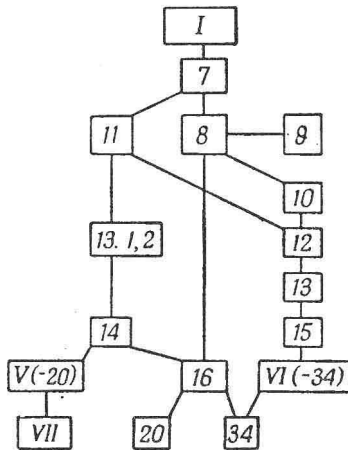
Сейчас осуществляется следующий и несомненно последний мыслимый шаг в этом развитии, близкий к окончательному решению. Разумная трактовка высших приближений оказалась возможной только тогда, когда было осознано, что все встречающиеся в теории бесконечности происходят от малого количества ненаблюдаемых расходящихся величин — от той части массы и заряда частицы, которая обусловлена ее взаимодействием с квантовым полем. Они должны быть включены в наблюдаемые конечные значения этих величин. Если мы позволим себе не замечать, что эти добавки к массе и заряду бесконечны и потому не поддаются свободному от математических возражений рассмотрению, то на пути к недвусмысленному ответу на любой физически законный вопрос больше не останется препятствий. Исключительным успехом этой последней фазы теории является количественное вычисление радиационного сдвига атомных уровней энергии и дополнительного к обычному магнетону магнитного момента электрона. Эти два эффекта относятся к числу наиболее точных существующих сейчас подтверждений теории.

Поэтому представляется, что теория в том виде, в каком она сейчас существует, должна быть удивительно близкой к окончательному решению проблемы, однако правильной она быть не может, поскольку математическая процедура, используемая для извлечения результатов из теории, совершенно неприемлема. Можно представить себе два совершенно различных направления для дальнейшего развития: 1) может оказаться, что существующая теория обладает точными решениями и современные трудности представляют собой скорее результат непозволительных математических разложений; 2) возможно, что теория вообще не имеет решений в математическом смысле этого слова и требует глубоких изменений основных физических представлений. Последние, можно надеяться, приведут к тому, что мы лучше поймем элементарный заряд e , который связан с другими универсальными постоянными $\hbar$ и c постоянной тонкой структуры, а также массы так называемых элементарных частиц. Даже если бы оказалось, что справедлива первая возможность, надо надеяться на дальнейшее развитие и во втором направлении. Однако что бы ни выяснилось в дальнейшем, не может быть сомнения в том, что современная теория, включая и несколько сомнительную матема-

тическую процедуру, которой приходится при этом пользоваться, будет реабилитирована и в конце концов выплывет снова как превосходный приближенный метод, точность которого оставляет желать немного.

Логическая связь между параграфами

Воспроизведенная здесь схема показывает зависимость (имеются в виду только соображения последовательного развития теории) каждого параграфа от предыдущих. Например, чтобы понять § 12, читатель должен ознакомиться с гл. 1 и с § 7, 8, 10, а также с § 11. Обозначение $V(-20)$ означает гл. 5, исключая § 20;



13.1,2 означает § 13, п. 1 и 2. Левая линия является „линией элементарного понимания“ — простейший путь, приводящий к основным приложениям, изложенным в гл. 5 и 7. Правая линия, приводящая к гл. 6, является линией более углубленной теории. Средняя линия специально относится к явлению собственной ширины линий. Схема призвана дать лишь некоторые общие указания, и ее не следует принимать слишком буквально.

Глава 1

КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. Общая теория Максвелла — Лоренца

1. Уравнения поля. Классическая теория излучения основана на максвелловской теории электромагнитного поля. Двумя основными величинами, описывающими электромагнитное поле, являются напряженности электрического и магнитного полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Обе эти напряженности являются функциями координат и времени. Чтобы описать электрическое состояние вещества, надо наряду с полями ввести еще две функции места и времени — плотность заряда ρ и плотность тока $\mathbf{i}$. Если скорость заряда в некоторой заданной точке в заданный момент времени есть $\mathbf{v}$, то плотность тока равна

$$\mathbf{i} = \rho \mathbf{v}. \quad (1.1)$$

Для заданного распределения зарядов и токов поле определяется уравнениями Максвелла — Лоренца

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{H}} = 0, \quad (1.2a)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (1.2b)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{c} \dot{\mathbf{E}} = \frac{4\pi}{c} \rho \mathbf{v}, \quad (1.2v)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho. \quad (1.2r)$$

(точки означают дифференцирование по времени t).

Из этих уравнений легко вывести, что заряд и ток удовлетворяют уравнению непрерывности (сохранения заряда)

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) + \dot{\rho} = 0. \quad (1.3)$$

С другой стороны, движение зарядов в заданном поле определяется уравнением Лоренца

$$\mathbf{k} = \rho \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] \right), \quad (1.4)$$

где $\mathbf{k}$ — плотность силы, действующей на плотность заряда ρ . Эта электромагнитная сила находится в равновесии с силой инерции, которая задается распределением масс зарядов.

Для точечного заряда e (элементарной частицы) в уравнениях (1.2) и (1.4) надо перейти к случаю, когда ρ сконцентрировано

в бесконечно малом объеме. Уравнение Лоренца (1.4) можно тогда проинтегрировать по этому объему и получить полную силу, действующую на частицу,

$$\mathbf{K} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vH}] \right). \quad (1.5)$$

Силу $\mathbf{K}$ следует приравнять силе инерции, что в нерелятивистской динамике приведет к соотношению

$$\mathbf{K} = \frac{d}{dt} (m\mathbf{v}), \quad (1.6)$$

где m — инертная масса частицы.

Поле, которое нужно подставлять в уравнения Лоренца (1.4) или (1.5), представляет собой как внешнее поле, создаваемое другими зарядами (конденсаторами, магнитами и т. д.), так и поле, создаваемое самим точечным зарядом. Это собственное поле будет, следовательно, также влиять на движение частицы. Обратное действие собственного поля (реакция излучения), вообще говоря, мало, так что в первом приближении мы можем подставлять в (1.5) лишь внешнее поле. Теория реакции излучения будет подробно разобрана в этой книге. Она связана также и с некоторыми, до сих пор не решенными, проблемами, например проблемой инертной массы частицы.

2. Потенциалы. Уравнения поля (1.2) можно свести к более простым уравнениям, связывающим только одну векторную и одну скалярную функцию вместо двух векторных. Из уравнения (1.2б) следует, что $\mathbf{H}$ всегда можно представить в виде ротора некоторого другого вектора $\mathbf{A}$, который мы назовем *векторным потенциалом*:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}. \quad (1.7a)$$

Тогда (1.2a) примет вид

$$\text{rot} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{A}} \right) = 0$$

или

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{A}} = -\text{grad } \varphi, \quad (1.7б)$$

где φ представляет собой скалярную функцию, которую мы назовем *скалярным потенциалом*. Тогда два других уравнения (1.2в) и (1.2г) преобразуются в два дифференциальных уравнения для этих потенциалов. Воспользовавшись общим векторным соотношением

$$\text{rot rot} = \text{grad div} - \nabla^2,$$

они могут быть написаны в виде

$$\frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{A}} - \nabla^2 \mathbf{A} + \text{grad} \left(\text{div} \mathbf{A} + \frac{1}{c} \dot{\varphi} \right) = \frac{4\pi}{c} \rho \mathbf{v}, \quad (1.8a)$$

$$-\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c} \text{div} \dot{\mathbf{A}} = 4\pi \rho. \quad (1.8b)$$

Вектор $\mathbf{A}$ не определяется магнитным полем $\mathbf{H}$ полностью. Поскольку $\text{rot grad } \chi = 0$ для любой скалярной функции χ , то можно добавить к $\mathbf{A}$ градиент произвольной функции χ . Однако, согласно (1.76), мы должны заменить φ на $\varphi + (1/c)\dot{\chi}$, если мы заменили $\mathbf{A}$ на $\mathbf{A} - \text{grad } \chi$ и хотим, чтобы электрическое поле $\mathbf{E}$ при этом не изменилось. Эту свободу в выборе потенциалов можно использовать, чтобы упростить уравнения поля (1.8). Если $\mathbf{A}_0$ и φ_0 означают некоторые возможные значения потенциалов $\mathbf{A}$ и φ , то мы определим χ из уравнения

$$\nabla^2 \chi - \frac{1}{c^2} \ddot{\chi} = \text{div} \mathbf{A}_0 + \frac{1}{c} \dot{\varphi}_0. \quad (1.9)$$

Если положить теперь

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 - \text{grad } \chi$$

и

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{1}{c} \dot{\chi},$$

то мы получим

$$\text{div} \mathbf{A} + \frac{1}{c} \dot{\varphi} = 0. \quad (1.10)$$

Равенство (1.10) представляет собой соотношение между потенциалами и называется *условием Лоренца*. Уравнения поля (1.8) принимают теперь простую форму

$$-\square \mathbf{A} \equiv \frac{1}{c^2} \ddot{\mathbf{A}} - \nabla^2 \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \rho \mathbf{v} \quad (1.11a)$$

и

$$-\square \varphi \equiv \frac{1}{c^2} \ddot{\varphi} - \nabla^2 \varphi = 4\pi \rho. \quad (1.11b)$$

Таким образом, $\mathbf{A}$ и φ удовлетворяют *неоднородным волновым уравнениям*. Друг с другом они связаны только условием Лоренца (1.10).

Но и теперь $\mathbf{A}$ и φ все еще не определяются полностью напряжениями полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Действительно, функция χ ограничена лишь требованием удовлетворения уравнению (1.9). Поэтому мы еще сохраняем свободу выбрать произвольную χ , удовлетворяющую однородному волновому уравнению

$$\nabla^2 \chi - \frac{1}{c^2} \ddot{\chi} = 0. \quad (1.12)$$