

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И НОВЫЕ „ПОЛУТЯЖЕЛЫЕ“ ЧАСТИЦЫ

Д. Д. Иваненко, Томск

1. ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Вопрос о природе космических лучей за последние годы все сильнее выдвигается на первый план и начинает оказывать все более глубокое влияние как на центральную проблему наших дней — физику атомного ядра, так и на разработку общих положений квантовой теории. Напомним, что точно так же успешное построение картины атома и теории Бора стало возможным лишь после открытия ядра атома Резерфордом в 1911 г. Впрочем, дальнейшая помощь атомистам со стороны ядерной физики являвшейся в то время проблемой будущего, была, пожалуй, более слабой, чем обусловленность современного представления о материи многочисленными открытиями в области космических лучей.

Задачей настоящей статьи является характеристика современного состояния вопроса о природе космических лучей и, главным образом, того изменения точки зрения на космические лучи, которое произошло в минувшем году под влиянием новой теории ливней, выдвинутой на основании всех замечательных экспериментальных данных последних лет: работ Блэккета и Андерсона с вильсоновскими фотографиями космических лучей, открытия широтного эффекта Комптоном, а также результатов, полученных Регенером при подъемах саморегистрирующих приборов. При этом как математическую сторону теории, так и подробное изложение экспериментального материала мы оставляем в стороне в данном обзоре, который, если угодно, можно рассматривать в качестве введения.

Помимо исключительной важности изучения космических лучей самих по себе, они предоставляют нам единственную возможность использования частиц, обладающих энергиями в миллиарды и больше электрон-вольт, т. е. в тысячи и миллионы раз больше, чем все ядерные снаряды, доступные в лабораториях (на циклотроне Лоуренса протоны и α -частицы разгоняются до 10^6 eV, наиболее жесткие кванты излучения при ядерных реакциях имеют энергию порядка всего $20 \cdot 10^6$ eV). Тот факт, что энергия космических лучей достигает порядка собственной энергии тяжелой

частицы — протона или нейтрона (Mc^2 — примерно 10^9 eV) и даже превосходит ее, ясно показывает, что мы имеем здесь дело с ядерными и, тем более, неатомными процессами. Атомные ядра, состоящие из тяжелых частиц — протонов и нейтронов, не могут, очевидно, испускать при каких бы то ни было переходах или реакциях энергий порядка собственной энергии самого протона (нейтрона); аналогично атомные электроны — легкие частицы — не испускают γ -лучей с энергией порядка величины собственной энергии электрона (т. е. mc^2 — примерно $0,5 \cdot 10^6$ eV), способных породить те же самые электроны и позитроны, т. е. менять число частиц в атомах. Излучение с энергией кванта Mc^2 могло бы изменить число частиц в ядре, что, конечно, невозможно.

Заметим сразу же, что вопрос о происхождении космических лучей совсем еще не выяснен. Поскольку никакие атомные или ядерные процессы не могут привести к появлению частиц столь большой энергии, в поисках источников их физикам приходится обращаться к астрофизическим явлениям типа взрыва с образованием новых, или сверхновых звезд, или к иным механизмам звездного или космологического порядка, которые могли бы дать начало подобным частицам или хотя бы разогнать их до наблюдаемой скорости. Сомнения относительно внеземного происхождения космического излучения, высказывавшиеся еще 10—15 лет назад, настолько отчетливо и окончательно опровергнуты всем дальнейшим исследованием, что сейчас на них не приходится останавливаться. Никакого успеха не имела в частности недавняя гипотеза Вильсона о возможности образования столь быстрых частиц при грозах.

Что же можно сказать о природе космических лучей? Бесспорно, весь поток как первичный — на верхней границе атмосферы, так и обогащенный при прохождении через земную атмосферу, вторичными, третичными и т. д. частицами и электромагнитным излучением не является чем-то однородным ни по составу, ни по величине энергии. Энергии космических лучей распределены в большом интервале вплоть до 10^8 и 10^{10} eV, в чем можно непосредственно убедиться по фотографиям в камере Вильсона, полученным вслед за Скобельциным, Андерсоном, Блэккетом, Кунце, Лепренс-Ренге и др. Косвенные соображения указывают на наличие космических частиц с энергией в 10^{11} — 10^{12} eV, и пока что нет речи о какой-либо верхней границе спектра. Огромной энергии космических лучей соответствует их совершенно необычайная проникающая способность, позволяющая проходить слои вещества более метра свинца, или 500—700 м воды, тогда как все естественные радиоактивные излучения: α -, β - и, наиболее проникающие γ -лучи, поглощаются уже в слое примерно 10 см свинца. Как известно, наличие остаточной ионизации в приборах, забронированных от радиоактивных лучей, а также увеличение ее при подъеме вверх после минимума, вызванного ослаблением земных источников, и положило начало работам, приведшим затем Гесса (незадолго до войны) к гипотезе о наличии внеземного космического излучения

большой жесткости. На первый взгляд объяснение проникающей способности не вызывает никаких затруднений, так как представляется как будто совершенно очевидным, что заряженные частицы большей энергии будут меньше тормозиться полями окружающих атомов, а уменьшенное взаимодействие позволит им, теряя незначительную долю своей энергии, проникнуть на большую глубину. Тем более, лишены заряда частицы электромагнитного поля, т. е. фотоны, весьма большой частоты или энергии будут, казалось бы, еще более проникающей радиацией, теряя энергию лишь при редких столкновениях с электронами (эффект Комптона) или с атомами (фотоэффект), причем доля последних столкновений будет уменьшаться при увеличении энергии фотона. В самом деле, при большой частоте, т. е. малой длине волны, эффективные „размеры“ фотона малы, и атом будет представляться для него „пустым“, так что фотон будет сталкиваться „непосредственно“ с электронами. При этом вероятность столкновения с атомами и электронами будет в самом деле уменьшаться с увеличением энергии фотона.

Напомним коротко соответствующие формулы, которые особенно хорошо разобраны в прекрасной книге Гейтлера.

Эффективное сечение для фотоэффекта с выбрасыванием электрона из K -оболочки будет обратно пропорционально частоте фотона ν в степени $3/2$; при весьма больших энергиях фотона оно уменьшается более медленно с увеличением энергии, именно обратно первой степени частоты

$$\sigma_{ph} \sim r_0^2 \frac{Z^5}{137^4} \frac{mc^2}{h\nu} \sim 10^{-23} Z^5 \lambda \text{ см}^2 \quad (h\nu \gg mc^2) \quad (1)$$

($r_0 = \frac{e^2}{mc^2} \sim 10^{-13}$ см есть классический радиус электрона, Z — номер элемента, m — масса электрона, $\frac{1}{137} = \frac{2\pi e^1}{hc}$ — постоянная тонкой структуры). Здесь и в дальнейшем мы отбрасываем численные коэффициенты порядка единицы ¹⁾.

¹⁾ Как известно, классическая электродинамика совершенно независимо от всех споров о структуре электрона (точка, шарик и т. д.) автоматически приписывает свободному электрону при рассеянии света эффективное сечение σ порядка квадрата „радиуса“ электрона r_0 . Под действием поля волны электрон будет двигаться по уравнению

$$\ddot{x} = \frac{e}{m} E$$

и испускать вторичную рассеянную волну, интенсивность которой на расстоянии r по известной формуле равна

$$I \sim \frac{e^2}{R^2} \frac{|\ddot{x}|^2}{c^3} \sim \frac{e^4 E^2}{m^2 c^3 R^2} \sim \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1}{R^2} I_0 \sim \frac{r_0^2}{R^2} I_0$$

Эффективное сечение для рассеяния света на электроне (комpton-эффект) дается по квантовой теории формулой Клейна-Нишины, которая при малых частотах совпадает с классической формулой Томсона

$$\sigma_{sc} \sim r_0^2 \sim 7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \quad (h\nu < mc^2), \quad (2,1)$$

т. е. электрон велет себя, как шарик радиуса r_0 .

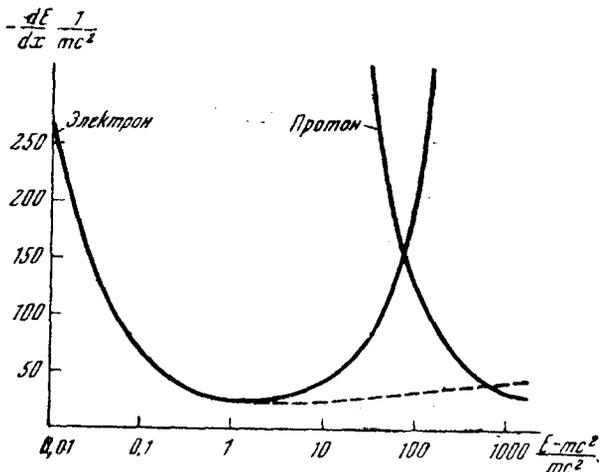


Рис. 1. Ход потери энергии в свинце в логарифмической шкале в зависимости от значения первичной энергии для электрона и протона. Резкое увеличение потери энергии электроном с $20 mc^2$ обязано усиливающемуся тормозному излучению; при наличии одних только неупругих столкновений мы получили бы в этой области пунктирную кривую, т. е. почти отсутствие роста потерь

При больших же частотах эффективное сечение, или число рассеянных фотонов, убывает обратно пропорционально энергии фотона

$$\sigma_{sc} \sim r_0^2 \frac{mc^2}{h\nu} \quad (h\nu > mc^2). \quad (2,2)$$

Для получения коэффициента поглощения τ нужно эффективное сечение умножить на число атомов или соответственно электронов в 1 см^3

$$\tau_{ph} = N\sigma_{ph}, \quad \tau_{sc} = NZ\sigma_{sc}. \quad (3)$$

(формула Томсона), где $I_0 = \frac{c|E|^2}{8\pi}$ есть интенсивность первичной волны. Таким путем мы непосредственно приходим к радиусу электрона $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$.

Факт уменьшения вероятности фотоэффекта и комптон-эффекта при увеличении энергии побудил Милликена лет 10 назад высказать гипотезу, что все первичные космические лучи являются потоком γ -лучей большой частоты как наиболее проникающей радиации. Эта гипотеза, подтвержденная, будто бы, совпадением реально измеренного коэффициента поглощения космических лучей с выведенным теоретически для γ -лучей данной энергии, оказалась, однако, опровергнутой по всем пунктам. Во-первых, впоследствии экспериментально был получен коэффициент поглощения космических лучей гораздо меньше допущенного Милликоном, именно порядка 0,03 на 1 м воды (в сто раз большая проникающая способность, чем у наиболее жестких γ -лучей). Во-вторых, теоретическое выражение для рассеяния, которым пользовался Милликен, оказалось непригодным в области энергий, больших 10^6 eV, и было заменено другим выражением, полученным на основании уравнения Дирака (формула Клейна-Нишины).

Мы оставляем здесь в стороне ту сторону гипотезы Милликена, где говорится об источнике космических лучей, будто бы возникающих при синтезе атомных ядер элементов, главным образом гелия, из первичных элементарных частиц (как тогда полагали, протона и электрона) при столкновении последних в межзвездном пространстве. Независимо от совершенной фиктивности „совпадения“ энергии γ -лучей, вычисленной по неверной формуле, с полученной из — оказавшихся предварительными — опытов над поглощаемостью космических лучей и фантастического произвола в приписывании тех или иных компонент космического излучения значением массовых дефектов ядер (полученных из неверной протонно-электронной модели), помимо всего этого, частота допустимых столкновений в межзвездном пространстве недостаточна для обеспечения наблюдаемой общей энергии космического потока, по порядку сравнимой с общей энергией излучения всех звезд.

Оставляя в стороне вопрос об их происхождении, спросим все же, могут ли первичные космические лучи, вступающие сверху на границу атмосферы, состоять целиком из γ -фотонов?

Вернемся к теории Дирака, предсказывающей возможность возникновения пары электрон-позитрон при взаимодействии („столкновении“) γ -луча с атомным ядром. Вероятность этого процесса сильно возрастает с увеличением энергии фотона. Дифференциальное эффективное сечение для образования пары с энергиями частиц E' и $h\nu - E'$ при столкновении жесткого фотона $h\nu \gg 2mc^2$ с ядром заряда Z дается в основном формулой

$$\sigma_{\text{pair}} dE' \sim \frac{8}{3} \frac{Z^2}{137} r_0^2 \lg \frac{2h\nu dE'}{mc^2 h\nu}.$$

Полное сечение равно

$$\int_0^{h\nu} \sigma_{\text{pair}} dE' \sim \frac{8}{3} \frac{Z^2}{137} r_0^2 \lg \frac{2h\nu}{mc^2}, \quad (4)$$

т. е. увеличивается с энергией фотона. Если же учесть экранирование ядра электронами, то вычисления дают для крайне высоких энергий

$$\sigma'_{\text{pair}} \sim \frac{8}{3} \frac{Z^2}{137} \cdot r_0^2 \lg \frac{183}{Z}; \quad \tau_{\text{pair}} = N\sigma'_{\text{pair}}. \quad (4,1)$$

Отсюда, при помощи коэффициентов поглощения τ'_{pair} , получаем важное для дальнейшего выражения вероятности прохождения фотоном расстояния l

$$W = e^{-\tau' l}$$

(при учете одного лишь поглощения при возникновении пар). Таким образом величина обратного коэффициента поглощения $l_0 = \frac{1}{\tau'_{\text{pair}}}$ играет роль средней длины пробега фотона, не зависящей от энергии при весьма больших энергиях и учете экранирования. Итак, окончательно, мы видим, что при увеличении энергии проникающая способность фотонов сначала быстро увеличивается ввиду уменьшения коэффициента поглощения на фотоэффект, затем увеличивается более медленно ввиду уменьшения вероятности комптон-эффекта, достигает максимума в области 5—20 $m\epsilon^2$, после чего проникающая способность начинает уменьшаться за счет роста поглощения фотонов при образовании пар. При крайне высоких энергиях проникающая способность достигает примерно постоянного значения. Тем самым отпадают основания приписывать космическим лучам фотонную природу.

Окончательный удар по гипотезе чисто фотонного состава космических лучей был нанесен открытием геомагнитного широтного эффекта голландским физиком Кэем, а также Комптоном. Многочисленные экспедиции Комптона (в числе многих десятков), вопреки предыдущим противоречивым результатам (в том числе неверным наблюдениям Милликена) с окончательной убедительностью доказали (1932 г.), что интенсивность космического излучения на уровне моря на экваторе примерно на 10% меньше, чем в высоких широтах (50° и выше). Больше того, речь идет о магнитном экваторе и закономерном ходе интенсивности космических лучей с магнитной широтой, совершенно подобно областям равной интенсивности северных сияний. Объяснение сущности этого фундаментального открытия очевидно: магнитное поле Земли, действуя как барьер, отклоняет часть электрически заряженных космических лучей к полюсам, создавая более интенсивное „северное космическое сияние“. Эта схема вполне аналогична известному толкованию обычных видимых северных сияний, связанных с действием гораздо более медленных электрических частиц, ввиду чего их область и ограничена непосредственной близостью к полюсу.

Для того чтобы вызвать заметное отклонение быстрых частиц, весьма слабое магнитное поле Земли (доли гаусса на поверхности Земли — по сравнению с полями в 17 000 гауссов, применявшимися Андерсоном и Кунце) должно начать действовать на частицу издалека, задолго до попадания в атмосферу, на расстояниях, сравнимых с радиусом Земли, т. е. геомагнитный широтный эффект должен быть непременно связан с первичными и, очевидно, заряженными частицами, а не фотонами и вызванными ими вторичными частицами. На большой высоте широтный эффект становится еще заметнее, т. е. еще больший процент частиц отклоняется к полюсам, что наблюдалось в частности Козинсом при полете на пикаровском стратостате. Следовательно, в первичной радиации заряженные частицы играют еще большую роль. Кроме широтного, наблюдается ряд иных геомагнитных эффектов; например, Джонсон наблюдал избыток в несколько процентов космических лучей с запада, что указывает на большую долю положительно заряженных первичных частиц.

Подробный анализ, проведенный рядом авторов, в особенности Комптоном, резко возражавшим против всех попыток Милликена возродить гипотезу фотонного состава значительной части первичной космической радиации, показывает, что в настоящее время нет оснований для допущения заметного числа первичных фотонов (а вместе с тем и прочих нейтральных частиц: нейтронов и нейтрино).

Какая же часть космического потока приходится на каждый из известных сортов простейших частиц современной физики: на протоны, электроны и позитроны? Вильсоновские фотографии дают одинаковое число частиц обоих знаков (Блэккет), может быть, с некоторым преобладанием положительных при наибольших энергиях (Лепренс-Ренге).

Прежде всего мы должны остановиться на электронах и позитронах. Несмотря на бесспорное присутствие электронов и позитронов на вильсоновских фотографиях, на которых позитроны, как известно, и были впервые открыты, допущение этих легких частиц в качестве первичных космических лучей долгое время казалось совершенно исключенным на основании следующих теоретических соображений, развитых Гейтлером, Бете и Заутером. Электроны (или позитроны) большой энергии — во много миллионов eV, — проходя через слой вещества, теряют лишь незначительную долю энергии на неупругие ионизирующие столкновения с атомами, но зато весьма интенсивно испускают γ -лучи так называемого тормозного излучения при взаимодействии („столкновении“) с атомными ядрами (точно так же, как не столь быстрые электроны, ударяясь об антикатод, испускают рентгеновы лучи). При увеличении энергии пролетающего электрона быстро растет вероятность испускания тормозного γ -фотона. Положение вещей здесь весьма аналогично вопросу о потере энергии жестким γ -лучами, которые, как мы указывали выше, также наиболее „охотно“ растрачивают свою энер-

гию не на фотоэффект (или ионизацию) или комптон-эффект, но на столкновение с ядрами с порождением пар.

Остановимся кратко на основных формулах. Потеря энергии электроном на неупругие столкновения на участке dl будет равна числу столкновений, определяемому вероятностью или эффективным сечением, умноженному на потерю энергии при каждом столкновении. При N атомах номера Z на кубический сантиметр, вспоминая значение эффективного сечения σ (сравни формулу рассеяния Резерфорда) и тот факт, что электрон передает при ударе в среднем энергию порядка $\Delta E \sim mv^2$, имеем

$$-\frac{dE}{dl} = NZ\sigma \cdot \Delta E, \quad (5,1)$$

т. е.

$$-\frac{dE}{dl} \sim NZ \left(\frac{e^2}{mv^2}\right)^2 \cdot mv^2 \sim NZr_0^2 mc^2 \frac{c^2}{v^2}. \quad (5,2)$$

Таким образом при увеличении энергии частицы потеря энергии будет уменьшаться. В релятивистском случае при $v \sim c$ наша грубая формула даст постоянную, не зависящую от энергии частицы, потерю энергии. На самом деле, в точных формулах входит логарифмическая

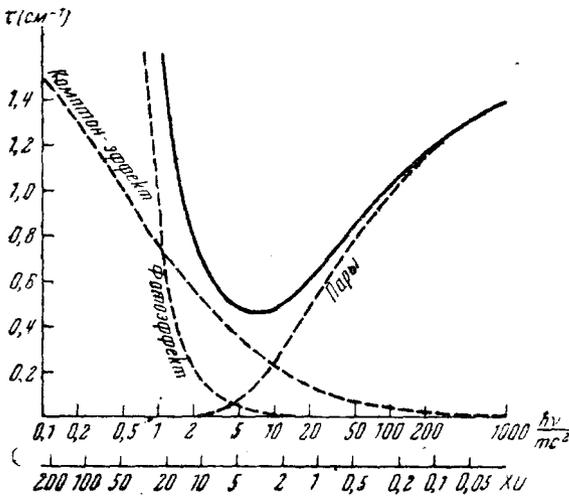


Рис. 2. Коэффициент поглощения γ -лучей в свинце как функция энергии фотона в логарифмической шкале. Пунктиром нанесены доли, привносимые фотоэффектом, комптон-эффектом и образованием пар

зависимость от энергии, так что потеря энергии на ионизацию будет при больших скоростях медленно расти с энергией.

Дифференциальное эффективное сечение или вероятность испускания быстрым электроном тормозного фотона с энергией между E и $E + dE$ при столкновении с ядром заряда Z дается в основном выражением

$$\sigma_{\text{rad}} dE \sim 4 \frac{Z^2 r_0^2}{137} \lg \frac{183}{Z^{1/3}} \frac{dE}{E} \quad (6)$$

(где экранирование уже учтено характерным множителем $\lg \frac{183}{Z^{1/3}}$), т. е. не зависит от энергии электрона.

Полная потеря энергии электроном на тормозное излучение на участке dl при плотности ядер N будет равна

$$- \frac{dE}{dt} \sim N \int_0^{E_0} \sigma_{\text{rad}} dE \cdot E \sim \frac{NZ^2 r_0^2}{137} E_0 \lg \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (7)$$

(ибо электрон может испускать энергию от нуля до значения своей начальной энергии E_0).

Величину $4 \frac{Z^2 r_0^2}{137} \lg \frac{183}{Z^{1/3}}$, не зависящую от энергии, при учете экранирования и ультрарелятивистских скоростях можно назвать полным эффективным сечением для тормозного излучения. Формула (7) дает нам фундаментальный результат, что радиационная потеря энергии растет с увеличением энергии частицы и является практически единственной причиной потерь при больших скоростях ввиду незначительности потерь на ионизацию.

Интересно остановиться на вопросе, почему эффективные сечения или вероятности двух совершенно различных процессов — образования пары фотоном и испускания тормозного фотона электроном — даются в основном тождественными формулами (4) и (7)

(несколько точнее: $\frac{\sigma_{\text{pair}}}{\sigma_{\text{rad}}} \sim 0,6$; как отмечает Гейтлер и Баба, применение приближенных формул указанного типа ведет к ошибкам порядка 30%).

Порядок эффекта по квантовой электродинамике определяется числом фотонов, участвующих в процессе. Например, испускание или поглощение света, а также фотоэффект являются процессами первого порядка. Кулоново взаимодействие двух частиц возникает в результате процесса второго порядка, осуществляясь испусканием (продольного) фотона одним зарядом и поглощением его другим. Рассеяние света атомом (раман-эффект) либо электроном (комpton-эффект) есть эффект второго порядка, наглядно соответствующий исчезновению или поглощению одного первичного и испусканию

другого вторичного фотона. Для образования пары фотоном, налетающим на ядро, необходимы следующие две ступени процесса: 1) поглощение фотона, 2) переход электрона с отрицательного уровня на положительный под влиянием кулонова взаимодействия с ядром, что вместе с тем означает и возникновение позитрона, т. е. мы имеем здесь эффект третьего порядка, ибо вторая часть процесса сама по себе есть эффект второго порядка. По общим правилам вероятность процесса третьего порядка получится, в основном, умножением вероятности эффекта второго порядка на безразмерную величину постоянной тонкой структуры, т. е. на $\frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137}$. Таково происхождение множителя $\frac{1}{137}$ в формулах (4) и (7), отличающих их от выражений (2) и (5).

Испускание тормозного фотона есть также эффект третьего порядка, который можно расчленить следующим образом: 1) кулоново взаимодействие пролетающего электрона с ядром, вызывающее отклонение заторможенного электрона (эффект второго порядка), 2) испускание тормозного фотона; отсюда видно, что формулы образования пары и тормозного испускания при столкновении с ядром фотона или соответственно электрона должны быть весьма похожими.

Повторяя рассуждение относительно проникающей способности фотонов, мы можем сказать, что с увеличением энергии электрона потеря энергии сперва убывает ввиду уменьшения неупругих столкновений, достигает минимума для некоторого значения энергии E_0 , характерного для каждого вещества, а затем начинает возрастать за счет увеличения потерь на тормозное испускание γ -лучей.

Начиная с энергий порядка 10^6 eV и выше при прохождении через свинец и порядка $1,5 \cdot 10^8$ eV при прохождении через воду или воздух, практически вся потеря энергии электрона будет обусловлена тормозным излучением при столкновении с ядрами, а не ионизирующими столкновениями с атомами, так как для столь быстрой частицы, „проскальзывающей“ через атом с его слабыми полями почти как через пустое место и попадающей под действие ядра на близком расстоянии, внешняя оболочка может сказываться лишь в виде экранирования ядерного заряда.

Те же соображения справедливы, конечно, и для протонов, но лишь начиная с энергий, больших по сравнению с собственной энергией протона (т. е. десятки миллиардов электрон-вольт). В области же примерно до $50 \cdot 10^6$ eV для свинца протон той же энергии, что и электрон, будет, очевидно, иметь (ввиду своей большой массы) меньшую скорость и будет, сравнительно медленно проходя через атомы, сильно взаимодействовать с ними, теряя энергию на ионизацию. Это значит, что вырывание отдельных электронов, т. е. его потеря энергии по формуле (5), будет уменьшаться с ростом энергии (рис. 2). При дальнейшем увеличении энергии и скорости протоны будут все менее интенсивно взаимодействовать с атомами,

но далеко еще не станут способны к интенсивному тормозному излучению или порождению пар. В результате, теоретический анализ, переворачивая все наглядные представления, предсказывает для протонов в области энергий выше $50 \cdot 10^6 \text{ eV}$ (но ниже 10^{10} eV) меньшую потерю энергии при прохождении через материю, чем для электронов. Тяжелые протоны оказываются более проникающими, чем электроны и позитроны или даже γ -лучи.

Таким образом процесс образования пар электронов и позитронов, который мог бы дать эти легкие частицы в большом количестве, для протонов интересующей нас области скоростей (сотни — тысячи электрон-вольт) весьма мало вероятен, так же как весьма незначительно излучение протоном жестких фотонов, которые в свою очередь могли бы образовывать пары. Поэтому, хотя ввиду отсутствия заметных потерь энергии на излучение и на образование пар, наиболее проникающие протоны являются, казалось бы, априори наиболее подходящими частицами в качестве первичных космических лучей (старая гипотеза 1934 г. Вильямса, Комптона и Бете), но это же самое обстоятельство не дает им возможности сопровождаться требуемым значительным числом вторичных электронов и позитронов, т. е. является обратным аргументом.

Кроме того, протоны, как и другие тяжелые частицы, до сих пор не были непосредственно обнаружены в качестве компонент космического потока на вильсоновских фотографиях, хотя на ряде снимков (например, Броне и Старра) отчетливо видны следы тяжелых частиц, возникших в связи с прохождением космических лучей в результате каких-то вторичных ядерных расщеплений. Следует подчеркнуть, впрочем, что вся мировая коллекция вильсоновских космических фотографий (вероятно, около 25 тыс. снимков) не столь еще велика, чтобы позволить те или иные категорические выводы. Космические лучи тают еще много неожиданностей. Наша же задача сейчас заключается лишь в попытке обрисовать, может быть, даже утрированно, характерную научную ситуацию в этой области, стараясь не потерять в изобилии нередко противоречивого экспериментального материала и отнюдь не стремясь изложить все полемизирующие точки зрения.

Тем более на сегодняшний день подавно нет доказательства наличия в космических лучах антипротонов, гипотетических частиц с массой протона, но отрицательного заряда. Подчеркиваем, что о самом существовании подобных частиц можно заключить лишь из наглядной аналогии с парой электрон-позитрон, отнюдь не имея теоретических доказательств, подобных знаменитому рассуждению Дирака, приведшему его к мысли о существовании антиэлектронов, т. е. позитронов. Аргументация Дирака не может быть перенесена непосредственно с электрона на протон, ибо последний заведомо подчиняется не квантовому дираковскому уравнению, но какому-то более сложному уравнению, которое должно описать, в частности, возможный в поле ядра распад протона на нейтрон,

позитрон и нейтрино. Коротким, но выразительным доводом против непосредственного применения уравнения Дирака к протону является значение магнитного момента последнего, примерно в три раза превышающее величину, которую дало бы дираковское уравнение. Впрочем, теория элементарных частиц находится в столь зачаточном состоянии, что мы не можем и отрицать возможности существования антипротонов.

Итак, указанные мотивы делают, повидимому, невозможным допущение и электронов или позитронов в качестве первичных частиц ввиду их малой проникающей способности. Даже для электрона с энергией в 10^{12} eV пробег равнялся бы всего 2 км воздуха, тогда как вся толща атмосферы эквивалентна 8 км нормального воздуха. Вероятность подобному электрону с энергией, превышающей все измеренные значения у космических частиц, дойти до уровня моря и сохранить энергию в $100 \cdot 10^6$ eV чрезвычайно мала — всего порядка одной сотысячной, тогда как вполне достаточная проникающая способность тяжелых частиц, т. е. протонов, позволяла бы им спокойно проникать через атмосферу. Тяжелые частицы исключены, однако, по другим мотивам, отмеченным выше.

2. Вопрос о границах квантовой механики

После исключения всех известных частиц в качестве первичных космических лучей, естественно зарождается сомнение в правильности теоретических предсказаний в интересующей нас области, именно в необходимости больших потерь энергии на излучение, растущих с энергией. В праве ли мы применять квантовую механику (специально релятивистское волновое уравнение Дирака и квантовую электродинамику, т. е. теорию электромагнитного поля или фотонов), построенную, собственно говоря, применительно к атомным процессам, к явлениям со столь большой энергией?

Наученные опытом теории относительности и квантовой механики, физики наших дней не склонны безоговорочно гарантировать применимость всех положений теории при ее расширении на новую область. Мы хорошо знаем, что, например, классическая механика не верна, или, точнее говоря, непригодна в области больших скоростей, сравнимых со скоростью света, но должна быть заменена механикой релятивистской. Точно так же классическая механика неприменима в областях малых размеров, порядка атомных, где имеет место механика квантовая. В обоих случаях классическая теория оказывается закономерным частным случаем. Старая примитивная точка зрения физика XIX в., наоборот, заключалась в более или менее ясно выраженном убеждении в неограниченной применимости всех законов макроскопической обычной механики, электродинамики и т. д.

Где же лежат границы современной квантовой теории? Ясно, что точный ответ на этот вопрос может быть дан лишь после построе-

ния более общей теории, применимой к еще более широкой области явлений; решить же вопрос, оставаясь в рамках старой схемы, очень трудно. Но и сейчас уже ясно, что будущая „сверхквантовая“ теория должна будет, в частности, дать доказательство существования тех или иных элементарных частиц, найти теоретически значение заряда, массы электрона, протона и т. д. Все эти величины, а равно и самый факт наличия элементарных частиц применяются в нынешней теории как эмпирический материал. В уравнение Дирака (т. е. квантовое уравнение движения), например, можно подставить по произволу массу электрона, протона или иной частицы, и у нас нет априорных аргументов против неприменимости кинематического закона Дирака в том или ином случае. На самом же деле уравнение Дирака для вполне точного описания протона оказывается непригодным (оно дает неверное значение магнитного момента), и для каждого сорта частиц, вероятно, должно быть свое особое уравнение. Таким образом формальный аппарат квантовой теории оказывается беспомощным в области, в которой сказываются различия между элементарными частицами или начинает играть роль структура самих частиц. Это положение не вызывает особых сомнений; спор начинается при попытке указать границу энергий, длин и т. д., начиная с которых вступят в силу законы будущей „сверхквантовой“ теории. Будет ли эта граница характеризоваться наименьшей длиной, ниже которой имеет место „квантование пространства“, или максимальным полем, как в теории Борна, или максимальной энергией и т. д., — мы не знаем.

Элементарным частицам: электрону (позитрону), протону и нейтрону, как известно, следует приписать некие размеры, характеризующиеся радиусом около $r_0 \sim 10^{-13}$ см, притом, повидимому, всем одинакового порядка. Конечно, было бы нелепо представлять себе электрон грубо наглядно в виде шарика, но при столкновениях с фотонами и другими частицами, несомненно, электрон как бы является диском с размерами порядка квадрата упомянутого радиуса. Итак, мы склонны ожидать, что современная теория не окажется безукоризненной в применении к размерам меньше 10^{-13} см. Речь идет здесь не только о небольших расстояниях, но и о малых длинах волн. Всякой же длине волны соответствует некоторая частота и энергия, и критической длине электронного радиуса будет отвечать энергия, в 137 раз больше собственной энергии электрона, т. е. $137 mc^2$, или около $70 \cdot 10^6$ eV. Действительно, комптоновской длине волны $\lambda_0 = \frac{h}{mc}$ ($\sim 10^{-11}$ см) соответствует энергия $E = \frac{hc}{\lambda} = mc^2$, радиус же электрона в $\frac{hc}{e^2} \approx 137$ раз меньше λ_0 *).

*) Критическое значение энергии при учете различных деталей оказывалось то большим, то меньшим, чем $137 mc^2$, но всегда было связано с числом 137.

Создается впечатление, что при энергиях в $100 \cdot 10^6$ eV и больше, т. е. как раз в области космических энергий, следует ожидать тех или иных отклонений от теории в том смысле, например, что потеря энергии быстрыми электронами, возможно, окажется меньше предсказанной теорией, а следовательно, их проникающая способность больше. Может быть, электроны, в противовес теории, смогут проникать даже через всю атмосферу. Таким путем, физика космических лучей оказывается связанной с проблемой границы квантовой теории.

Наиболее критически настроенные физики подчеркивали при этом, что теорию позитронов Дирака и квантовую электродинамику нельзя считать не только вполне законченными, но даже заслуживающими большого доверия, так как они приводят к ряду абсурдных выводов, вроде наличия бесконечной ненаблюдаемой плотности электричества, бесконечно большой нулевой энергии электромагнитного поля, и ряду других. На это можно возразить, что подобные нелепые выводы, в сущности, касаются скорее принципиально формальных соображений теории, счастливым (но не очень понятным) образом не отражаясь на всех конкретных предсказаниях о вероятности возникновения пар тем или иным способом, о вероятности излучения при самых сложных процессах и т. п., целиком подтверждаемых опытом, по крайней мере при энергиях до 10^6 eV. Теоретику, пользующемуся квантовой электродинамикой, кажется, что он ходит все время на краю („бесконечной“) пропасти, но каждый раз ему удается благополучно пройти опасное место и даже открыть новые горизонты.

В связи с этим нельзя не отметить, что настойчивые указания Бора проанализировать точнее границы квантовой механики вылились в сущности в тенденцию ограничить область применения теории и породили за последние годы весьма заметную боязнь выйти за какие-то „дозволенные“ рамки. Эти тенденции копенгагенской школы сказались не только в проблеме больших энергий. Известно, что Бор восставал вначале против всей блестящей гипотезы Дирака о сопоставлении позитрона с дырками в заполненных состояниях отрицательной энергии (в сущности на основании аргументов о наблюдаемости дираковского вакуума)—после открытия позитрона и количественного подтверждения формул Дирака, эти возражения Бора, конечно, отпали. Точно так же, исходя из эмпирических данных о радиоактивном β -распаде, Бор не только указывал на принципиальную возможность невыполнения закона сохранения энергии в области атомного ядра, но прямо стимулировал развитие несохраненческих теорий испускания электрона, строения звезд и т. д. Как известно, современная физика отбросила эти абсолютно неплодотворные тенденции и с успехом пошла как по пути уточнения модели позитрона, так и по пути развития гипотезы новой частички нейтрино, устраняющей видимое кажущееся несохранение энергии при β -распаде.

Опыты Шенкланда 1936 г., будто бы указывавшие на несохра-

нение энергии при рассеянии жестких γ -лучей, также были опровергнуты рядом экспериментаторов, в том числе Якобсоном в институте Бора, и признаны затем ошибочными самим автором, сославшимся прежде на идеи Бора. Нильс Бор вынужден был в специальной статье выступить с признанием необходимости итти по пути закона сохранения и теории нейтрино. Наличие подобной неплодотворной тенденции у физика такого масштаба, как Бор, продолжающего притом все время весьма успешно работать над проблемами современной теории, представляется поистине удивительным.

Как бы то ни было, не очень убедительной и строгой аргументации Вильямса и Вейцекера ¹⁾ в пользу применимости формул для образования пар и тормозного излучения при энергиях выше $137 mc^2$, т. е. примерно 10^8 eV, противостояло в последнее время убеждение о наличии границы современной теории где-то в этой же области.

Более того, эксперимент как будто тоже однозначно высказывался против формул тормозного излучения. Андерсону и Недермейеру в 1934 г. (а затем и Блэккету) удалось непосредственно измерить потерю энергии космическими лучами в области энергий до 400 млн. eV, сперва только для 9 электронов, следы которых наблюдались в той же замечательной вильсоновской камере Андерсона с пластинкой свинца толщиной около сантиметра внутри. В полном согласии с квантовой теорией тормозного излучения, потеря энергии оказалась быстро возрастающей с энергией частиц, примерно до энергии в 100—150 млн. eV, последние же три точки для энергий в 150—400 млн. eV давали резкое снижение потери энергии, указывая, казалось бы, с несомненной очевидностью на неприменимость теории для столь больших энергий.

Здесь уместно упомянуть типичный вариант теории с ограниченным применением квантовой электродинамики, специально „подогнанный“ для объяснения результатов Андерсона — Блэккета. Под влиянием теории Борна, вводящей некоторое максимальное электромагнитное поле $F_{\max} \sim \frac{e}{r_0^2}$, Нордгейм (отказавшийся, впрочем, ныне от своей теории и ставший на излагаемую ниже точку зрения Гейт-

¹⁾ Вместо излучения электрона в поле покоящегося ядра рассматривается эквивалентная задача о рассеянии покоящимся электроном электромагнитных волн, к которым сводится поле движущегося в обратную сторону ядра; по теории главную долю привносит рассеяние фотонов с энергией порядка mc^2 ; при больших же энергиях ($h\nu \gg mc^2$) эффективное сечение или интенсивность, рассеяния, т. е. Комpton-эффекта, быстро убывает по формуле (2,1) так что даже при отбрасывании энергий больше mc^2 мы получаем все же практически всю требуемую величину рассеяния, а вместе с тем и тормозного испускания для нашего движущегося электрона. Отсюда можно было предположить, что высшие энергии вообще не играют существенной роли в формуле тормозного излучения, и что эта формула имеет место и при энергиях больше $137 mc^2$.

лера) допустил, что при полях больше критического

$$F_{cr} = \frac{e}{r_0 \frac{h}{mc}} = \frac{e}{r_0^2} \frac{1}{137}$$

(где r_0 — радиус электрона) квантовая электродинамика, а вместе с тем и формула тормозного испускания неприменимы. Электрон с энергией, превышающей критическую

$$E_{cr} = (137)^3 Z^{-\frac{5}{3}} mc^2,$$

не сможет приблизиться к ядру на расстояние меньше критического и попасть под действие поля больше критического; для энергий выше E_{cr} электрон не будет больше испытывать потерь энергии на тормозное излучение; при энергиях, близких к E_{cr} , потери эти будут малы. Другой вариант подобной теории с предельным критическим значением энергии (зависящий притом, как и у Нордгейма, от атомного номера), разработанный Блэккетом и Вильсоном, дает более медленное спадание теоретической кривой для потерь энергии при увеличении энергии, тогда как у Нордгейма электрон, например, с энергией $8 \cdot 10^8$ eV и выше вовсе не должен испускать тормозных фотонов, проходя через свинец. Распосяжаясь произвольно выбранным значением критической энергии, Блэккету удастся провести теоретическую кривую через свои экспериментальные точки.

Недавняя попытка Марха ввести наименьшую возможную длину волны, следуя (разумной, вообще говоря) идее квантования пространства и запретив потерю энергии на слишком жесткие тормозные фотоны с длиной волны, меньше дозволенной (как вообще несуществующие), и объяснить наблюдавшееся Андерсоном и Блэккетом видимое уменьшение потери энергии, основана в значительной мере на неправильном толковании эмпирических данных и не учитывает последних измерений Андерсона и теории Гейтлера.

Поспешное, как мы увидим, толкование видимого уменьшения потерь энергии в смысле указания на неприменимость теории торможения, а значит, и всей квантовой электродинамики явно задержало здоровое развитие физики космических лучей, не содействовав вместе с тем разумным попыткам построения „сверхквантовой теории“.

Все указанные и многие другие попытки введения предельных длин, полей, энергий и т. д. оказались совершенно безуспешными и не принесли никакой пользы исследованию космических лучей. Выяснилось, как мы сейчас увидим, что современная квантовая теория далеко еще не исчерпала своих возможностей, и все ограничения ее были весьма преждевременны.

3. ТЕОРИЯ ЛИВНЕЙ

Проблема космических лучей чрезвычайно интересна — и исключительно трудна — по той причине, что здесь физики-теоретики должны мобилизовать все наиболее тонкие методы релятивистской квантовой теории, а экспериментаторы должны работать с самыми мощными магнитными полями, наиболее совершенными автоматическими камерами Вильсона и т. д. К тому же обилие, запутанность и нередко противоречивость эмпирических данных затрудняют продвижение вперед и требуют прежде всего введения простых рабочих гипотез.

Одним из самых важных результатов исследования космических лучей было разделение их на две группы: жесткую и мягкую, необходимость чего особенно подчеркивал Оже. Космические лучи в стратосфере состоят почти целиком из лучей мягкой группы, на высоте 3500 м интенсивности мягких и жестких лучей примерно одинаковы, на уровне моря мягкие лучи еще более задержаны поглощением в атмосфере и составляют всего треть жестких. Разделение на две группы производится путем измерения коэффициента поглощения; на уровне моря после прохождения 10—15 см свинца интенсивность космических лучей убывает на 25%, но затем поглощение уменьшается, и после прохождения 1 м свинца остается все еще 30% частиц за счет большей проникающей способности оставшихся жестких лучей, так как мягкие лучи успели уже поглотиться. В грубых цифрах, коэффициент поглощения мягких лучей равен 0,6 на 1 м воды (поглощается наполовину в 1 м воды) и для жестких лучей 0,02 (поглощается наполовину в 30 м воды).

Было проделано много попыток разложения всей кривой интенсивности космического излучения на разных высотах на отдельные компоненты, поглощаемые по показательному закону, но существенным до сих пор оказалось лишь общее разделение на мягкие и жесткие лучи. Придавая последнему фундаментальное значение, мы должны переформулировать наш основной вопрос так: какова природа лучей жестких и мягких и выполняются ли предсказания теории для тех и других компонент в отдельности?

А. Каскадные ливни. Решающим шагом в понимании всей проблемы явилась работа Гейтлера и Баба (а также статья Оппенгеймера и Карлсона) в апреле 1937 г., где была ясно выдвинута и обоснована смелая гипотеза, что мягкие космические лучи являются электронами и позитронами, к которым неограниченно применима квантовая механика. Излишне говорить, что работа эта была завершением трудов многих исследователей. Успехи теории Гейтлера¹⁾ лежат, таким образом, как в направлении реабилитации квантовой механики в области больших энергий, так и в физической рас-

¹⁾ Мы ограничимся в дальнейшем для краткости упоминанием имени одного лишь автора, тем более, что именно Гейтлеру принадлежит заслуга выяснения всей проблемы тормозного излучения.

шифровке исключительно запутанной эмпирики космических лучей. Теория Гейтлера является, так сказать, „нормальной“ квантовой теорией прохождения электрона через материю, основанной на прежде выведенных (главным образом при участии того же Гейтлера) формулах теории Дирака и квантовой электродинамики, без допущения каких бы то ни было новых процессов взаимодействия электрона с материей.

В интересующей нас области потерями энергии на ионизацию можно пренебречь, и быстрый электрон, проходя через вещество, например атмосферу, испускает лишь весьма жесткие тормозные γ -фотоны, притом практически только в направлении своего движения. Жесткий фотон, взаимодействуя с окружающими атомными ядрами (при больших энергиях фото- и комптон-эффектом пренебрегаем), имеет большую вероятность образовать пару электрон-позитрон, опять-таки двигающихся примерно в начальном направлении. Электрон и позитрон в свою очередь испускают тормозные фотоны и т. д. В результате такого каскадного процесса мы получаем целую лавину электронов-позитронов, которые можно непосредственно наблюдать в камере Вильсона в виде „ливней“, открытых Блэккетом (как известно, уже классические первые фотографии Скобельцына обнаружили тенденцию космических лучей появляться не одиночно).

Важно отметить, что речь идет здесь о каскадном образовании ливня, о своеобразной мультипликации числа частиц в результате многократного последовательного образования пар, а не об одновременном испускании всех ливневых частиц. Вероятность последнего процесса как эффекта высокого порядка по законам квантовой электродинамики весьма мала, порядка $\left(\frac{1}{137}\right)^n$ вероятности образования одной пары (здесь n — число частиц в ливне). Последнее обстоятельство связано с отсутствием в квантовой электродинамике каких-либо постоянных размерности длины, так что разложение в теории возмущений идет, как уже отмечалось, по степеням безразмерной постоянной тонкой структуры $\frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137}$.

Неудача попытки толковать ливень как единовременный процесс высшего порядка, вызванный электромагнитными силами, еще больше укрепляла отмеченное выше убеждение в непригодности квантовой теории, но вместе с тем привела к новым принципиальным возможностям испускания частиц, о чем речь будет идти ниже.

Каскадный процесс постепенного дробления первичной энергии электрона (или позитрона) E_0 теория Гейтлера описывает в общих чертах следующим образом. Пробежав некоторое расстояние l_0 , характерное для каждого вещества (0,4 см для свинца, 34 см для воды, 275 м для воздуха и т. д.), электрон сталкивается с ядром и теряет в среднем примерно половину (точнее, 70%) своей энергии на испускание тормозного фотона. Тормозной фотон, пройдя в среднем тот же слой вещества l_0 , сталкивается в свою

очередь с ядром и образует в среднем (точнее, с вероятностью 0,6) одну пару электрон-позитрон. Такое дробление энергии и мультипликация числа частиц будет продолжаться до тех пор, пока энергия каждого из многочисленных компонент образовавшегося ливня станет столь незначительной, что процессы порождения новых компонент, т. е. тормозного испускания и образования пар (соответственно электронами или фотонами), станут менее вероятны, чем процессы неупругого столкновения для электрона. Мы уже указывали выше, что существует характерная для каждого вещества граница энергий E_i , для которой потери электрона на ионизацию сравниваются с радиационными; она равна 10^7 eV для свинца, $1,5 \cdot 10^8$ eV для воздуха или воды, $3 \cdot 10^8$ eV для железа, $6 \cdot 10^7$ eV для алюминия. Аналогично существует характерная граница, где комптон-эффект и затем фото-эффект становятся для фотона более вероятны, чем эффект образования пар; для свинца она равна примерно $5 \cdot 10^6$ eV.

Когда энергия достигнет в результате дробления указанной границы, электрон потеряет этот „остаток“ энергии, ионизируя путем неупругих столкновений на очень небольшом пути, и застрянет во всяком случае где-то внутри характерного для каждого вещества отрезка l_0 .

Ясно, что общее число вторичных, третичных и т. д. частиц в подобной электронно-позитронной лавине или ливне будет определяться отношением $\frac{E_0}{E_i}$ и будет сперва быстро возрастать со слоем вещества l , в которое проникает первичный электрон, благодаря мультипликации числа частиц. При дальнейшем проникновении общее число частиц начнет постепенно медленно уменьшаться благодаря застреванию электронов ввиду ионизационных потерь. Таким образом для каждой начальной энергии E_0 мы получим на некоторой глубине, характерной для данного вещества, максимум общего числа вторичных, третичных и т. д. частиц. Наглядная интуиция, подсказывающая, что общее число всех вторичных частиц N должно быть пропорционально отношению значений E_0 , подтверждается теорией Гейтлера—Баба, дающей следующую формулу для максимального числа частиц с энергией больше некоторой E :

$$N_{\max} = 0,06 \left(\frac{E_0}{E} \right)^{0,93}. \quad (8)$$

При увеличении начальной энергии E_0 глубина l_{\max} , на которой будет достигнуто максимальное число частиц, будет, очевидно, несколько увеличиваться, ибо при большем первичном значении E_0 процесс мультипликации должен будет идти дальше, прежде чем будет достигнута ионизационная граница энергии E_i (или какое-либо иное фиксированное небольшое значение энергии E , если мы интересуемся наблюдением частиц с энергией выше некоторой E).

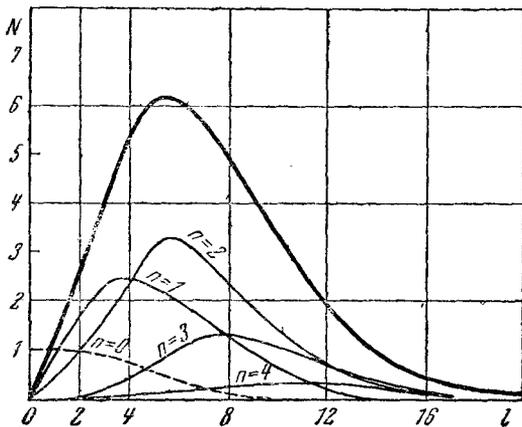


Рис. 3а. (по Гейтлеру — Баба). Общее число вторичных, третичных и т. д. частиц N с энергией не меньше E как функция толщины пройденного слоя вещества l для заданной первичной энергии E_0 . Изменение числа самых первичных частиц нарисовано пунктиром. Две кривые при $n=3$ (3а) и $n=5$ (3б) ($y = \lg \frac{E_0}{E}$) характеризуют быстрый рост числа вторичных частиц и сдвиг максимума при увеличении первичной энергии E_0 . Безразмерная единица длины l соответствует 0,4 см свинца, 34 см воды, 275 м воздуха; вся атмосфера (8 км нормального воздуха) эквивалентна толщине $l=29$

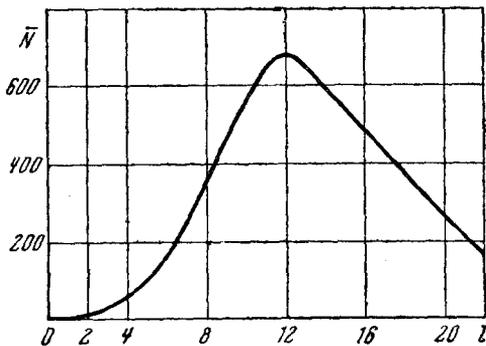


Рис. 3б.

Оказывается, что даже самый простой анализ правильно передает порядок величины. Так как каждый процесс потери энергии электроном или фотоном ведет к удвоению числа частиц в среднем

на отрезке l_0 , то после прохождения слоя вещества $l = l_0 n$ мы будем иметь $2n$ частиц. Так как мультипликация числа частиц будет, с другой стороны, идти до достижения ионизационной границы энергии E_i , то мы получим следующее равенство:

$$2^n \sim \frac{E_0}{E_i}. \quad (9)$$

Таким образом глубина, на которой достигается максимум, будет расти примерно логарифмически с начальной энергией, что и подтверждается точной теорией.

$$l_{\max} \sim l_0 \lg \frac{E_0}{E_i}. \quad (10)$$

Общее число всех частиц быстро возрастает с начальной энергией электрона, и, например, при $E_0 = 2 \cdot 10^{11}$ eV после прохождения свинцовой пластинки в 5 см возникает до 600 пар электронов и позитронов с энергиями выше 10^7 eV. Таким путем теория дает качественное и количественное объяснение космическим ливням, открытым Блэккетом в 1933 г. (см., например, замечательные фотографии ливней в несколько сот частиц Оже' и Эрэнфеста ¹⁾).

¹⁾ Интересно провести аналогию между нашей проблемой о постепенном возрастании, а затем убывании числа частиц с толщиной слоя и задачей о сложном радиоактивном распаде. Для изменения со временем числа атомов ряда веществ, распадающихся каждое с вероятностью λ_k и пополняемых за счет предыдущего элемента с постоянной распада λ_{k-1} , имеем известные уравнения

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1; \dots \frac{dN_k}{dt} = -\lambda_k N_k + \lambda_{k-1} N_{k-1}; \dots$$

Решением являются суммы показательных членов

$$N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t}, N_2 = A (\lambda_1 \lambda_2) e^{-\lambda_1 t} + B (\lambda_1 \lambda_2) e^{-\lambda_2 t}, N_3 = \dots$$

В нашем случае превращения фотонов в пары и испускания фотонов электронами, роль вероятностей распада λ_k будут играть дифференциальные эффективные сечения $\frac{\sigma_{\text{rad}} dE}{E}$ и $\frac{\sigma_{\text{pair}} dE}{E}$. Главное усложнение заключается в том, что вместо дискретного ряда распадающихся радиоактивных элементов мы имеем теперь непрерывный ряд взаимнопревращающихся частиц. Действительно, заданный сорт частиц мы должны, очевидно, считать электроны или фотоны с данной энергией в интервале между E и $E + dE$. При тормозном испускании электроны данной энергии будут превращаться в электроны другого сорта и фотоны и т. д. Таким образом основные уравнения мультипликативной теории ливней запишутся в виде

$$\frac{dN_{\text{el}}(E)}{dx} = 2 \int_E^\infty N_{\text{ph}}(u) \frac{\sigma_{\text{pair}}}{u} du + \int_E^\infty N_{\text{el}}(u) \frac{\sigma_{\text{rad}}}{u} du - \int_0^E N_{\text{el}}(u) \frac{\sigma_{\text{rad}}}{u} du,$$

$$\frac{dN_{\text{ph}}(E)}{dx} = \int_E^\infty N_{\text{el}}(u) \frac{\sigma_{\text{rad}}}{u} du - \int_0^E N_{\text{ph}}(u) \frac{\sigma_{\text{pair}}}{u} du.$$

Теория Гейтлера непосредственно дает также объяснение одному из самых основных эмпирических фактов: распределению интенсивности космических лучей в атмосфере с высотой, особенно подробно исследованной Регенером и его сотрудником Пфоцером, сумевшими запустить баллоны-зонды с саморегистрирующими приборами на высоту в 29 км (нельзя не выразить законного изумления перед этим экспериментом, выполненным при помощи тончайшей техники и ведущим к столь непосредственной интерпретации). Недавно ряду американских исследователей, повторяя эксперимент Регенера примерно до той же высоты, удалось осуществить передачу показаний счетчика на землю по радио.

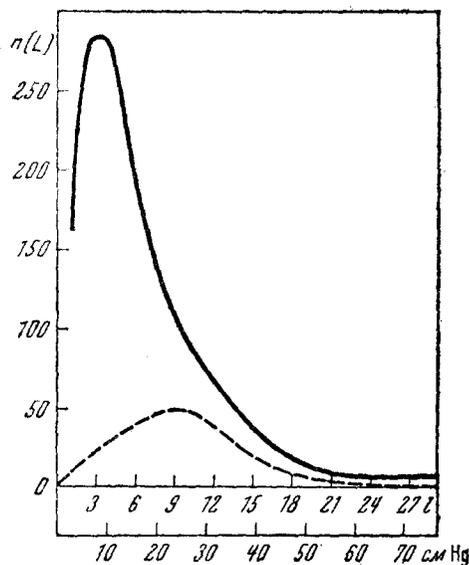


Рис. 4. Общая интенсивность космических лучей, идущих в вертикальном направлении, как функция высоты в атмосфере по Регенеру—Пфоцеру. Пунктиром дана теоретическая кривая для экватора.

В самом деле, электроны и позитроны интервала энергии $E, E + dE$ будут порождаться фотонами с любыми энергиями от E до ∞ с вероятностью $\frac{\sigma_{\text{pair}}}{E} dE$ (первый член); число их будет также пополняться за счет электронов, теряющих энергию на излучение (второй член), и уменьшаться ввиду тормозного испускания фотонов любой энергии от 0 до E (третий член 1-го уравнения). Число фотонов N_{ph} данного интервала энергии между E и $E + dE$ будет расти за счет испускания излучения электронами с энергией от E до ∞ (первый член 2-го уравнения) и будет убывать ввиду порождения пар с энергией компонент от 0 до E (второй член 2-го уравнения). Хотя вместо системы линейных дифференциальных уравнений мы имеем здесь совокупные интегро-дифференциальные уравнения (напомним еще, что σ_{pair} и σ_{rad} при более точном рассмотрении являются к тому же функциями энергии порождающих и порождаемых частиц), характер весьма сложного решения остается в сущности весьма подобным известной картине постепенного роста вторичного радиоактивного элемента и затем его спадания со временем. Максимуму числа атомов радиоактивного элемента в некоторый момент времени t будет соответствовать у нас максимум числа частиц на какой-то глубине l_{max} . Аналогично задаче радиоактивного распада мы будем иметь для числа электронов или фотонов решение вида $N = N_0 e^{-\lambda(E)l}$, но, как уже подчеркивалось выше, наше $\lambda(E)$ будет теперь функцией энергии и, оказывается, может принимать как положительные, так и отрицательные значения. При $\lambda(E) < 0$ число частиц возрастает с глубиной l , при $\lambda(E) > 0$ число частиц убывает.

В кривой Регенера чрезвычайно существенно наличие максимума числа космических лучей (измерявшихся Пфоцером каждые 4 мин. числом тройных совпадений счетчиков). Вопреки неоднократно высказывавшимся сомнениям и прежним неопределенным наблюдениям, Регенер и Пфоцер с несомненностью обнаружили при давлении ртутного столба в 8 см, т. е. примерно на высоте 16 км, максимум числа частиц и значительное спадание числа частиц при дальнейшем подъеме вверх, т. е. при приближении к границе атмосферы. Экстраполяция на границу атмосферы от высоты, соответствовавшей давлению в 1 см ртути (29 км), оказывается весьма однозначной и с полной очевидностью доказывает значительное число заряженных частиц в космическом потоке вне атмосферы. На уровне моря на широте около 50° число тройных совпадений за 4 мин. оказалось равным 7, в максимуме—250, на границе атмосферы примерно 100 совпадений.

Начальный подъем кривой Регенера от границы атмосферы объясняется, очевидно, по Гейтлеру быстрым возрастанием числа вторичных, третичных и т. д. частиц, которые затем, проникнув в атмосферу и достигнув меньшей энергии, уже не способны к дальнейшей мультипликации и начинают сильно поглощаться ввиду потерь энергии на ионизацию. Гейтлеру и Нордгейму удалось подобрать для первичной мягкой радиации теоретический энергетический спектр, начинающийся от $3 \cdot 10^9$ eV и спадающий к высшим энергиям обратно пропорционально второй или третьей степеням энергии (число частиц пропорционально $\frac{dE}{E^{2,5}}$). Тем самым граница применимости формул тормозного излучения, а значит, и квантовой электродинамики отодвинута по крайней мере до $3 \cdot 10^9$ eV, т. е. гораздо дальше $137 mc^2$ ($\sim 7 \cdot 10^7$ eV)*.

Совершенно аналогичное, притом также количественное, объяснение получают кривые Росси, измерявшего число тройных совпадений в счетчиках, расположенных под пластиной свинца, в зависимости от толщины свинца. При увеличении толщины опять-таки число совпадений сперва увеличивается, достигая максимума при определенной толщине пластины, а затем начинает уменьшаться. Можно сказать, что кривая Росси в малом масштабе — благодаря

*) Если все же стать на минуту на точку зрения Блэкетта, настаивающего на отсутствии значительных потерь на радиацию при больших энергиях, начиная с $5 \cdot 10^9$ — $10 \cdot 10^{10}$ eV для воздуха или $2 \cdot 10^8$ — $3 \cdot 10^8$ eV для свинца, а не приписывать эти точки вместе с Андерсоном жестким частицам, даже тогда теоретическое объяснение кривой Росси и кривой Регенера и т. д. по Гейтлеру в основном останется справедливым; но явления на уровне моря, конечно, получат иное толкование, так как уровня моря по Блэкетту смогут достигнуть первичные электроны лишь столь большой энергии, что они уже не подчиняются квантовой теории и не испускают тормозных фотонов; (по Гейтлеру — Андерсону уровня моря могут достичь либо вторичные, третичные и т. д. частицы, либо частицы жесткой компоненты).

большему поглощению в свинце — повторяет кривую Регенера для поглощения в атмосфере.

Тот факт, что характерная ионизационная граница E_i имеет для алюминия, например, большее значение, чем для свинца [ввиду того, что ионизационные потери растут пропорционально атомному номеру Z , а радиационные — пропорционально Z^2 , см. формулы (5) и (6)], непосредственно ведет к объяснению ряда типичных явлений в космических лучах. Согласно каскадной теории Гейтлера — Баба число ступеней мультипликации в свинце будет, очевидно, больше, чем в алюминии, т. е. из пластинки свинца будут выходить ливни с большим числом частиц. Средняя энергия компонент ливня будет, однако, в случае алюминия выше, что и подтверждается полностью экспериментами Чиен Шана и его сотрудников.

Аналогичное толкование получают так называемые переходные процессы, наблюдаемые при проникновении космических лучей из одного вещества в другое. Например, свинцовая пластинка, помещенная за алюминиевой, будет согласно предыдущему способствовать дальнейшему дроблению энергии (с $6 \cdot 10^7$ eV до 10^7 eV) и увеличению числа частиц. Лучи же, прошедшие через свинец, не смогут больше испытать мультипликацию в алюминиевой пластинке, но ввиду высшей ионизационной границы испытывают в ней поглощение, опять-таки в согласии с опытами Штейнке, Шиндлера и др. над сравнительно тонкими пластинами.

Итак, мы можем допустить, что мягкие лучи, т. е. значительнейшая часть первичной космической радиации, состоят из позитронов и электронов в основном с энергией около $3 \cdot 10^9$ eV (ибо как раз при такой начальной энергии теория Гейтлера дает максимум правильной величины и на требуемой высоте). Сами по себе эти первичные частицы не дойдут до уровня моря, но последнего достигнут вторичные частицы, порожденные ливненным процессом.

Ввиду того что γ -лучи на равных правах и в равном числе участвуют в мультипликационном процессе, допущение их в некотором количестве в составе первичной радиации возможно, но не требуется никакими фактами.

Такую же энергию в $3 \cdot 10^9$ eV должен иметь первичный электрон, чтобы достигнуть вершины атмосферы на широте 50° . На экваторе минимальная начальная энергия должна быть ввиду отклоняющего магнитного поля земли значительно больше, именно около $3 \cdot 10^{10}$ eV. Таким образом большинство первичных лучей не достигает экватора, что хорошо согласуется, например, с наблюдениями Клэя, обнаружившего значительное уменьшение ионизации на больших высотах вблизи экватора по сравнению с наблюдениями на широте 50° . Кроме того, ввиду большой начальной энергии экваториальные электроны должны давать максимум вторичных и т. д. частиц на большей глубине атмосферы, что также согласуется с наблюдениями Милликена. Связывая образование ливней с лучами мягкой компоненты, теория, очевидно, предсказывает более быстрый рост числа ливней с высотой, чем рост всего излучения (т. е. суммы мягких и

жестких лучей). Наблюдения Вудворда на горах и Брэддика и Гильберта на самолете до 10 км высоты действительно подтверждают факт быстрого числа роста ливней параллельно возрастанию интенсивности мягких лучей.

В. Взрывные ливни. Поскольку по теории Гейтлера — Баба ливни электронов-позитронов могут быть приписаны только мягкой компоненте, т. е. самим первичным электронам-позитронам, остается невыясненным вопрос о ливнях на большой глубине под водой, несомненно связанных с жесткими лучами. Далее, по наблюдениям Джонсона и Рида интенсивность ливней дает геомагнитный широтный эффект, примерно вдвое меньший обычного, т. е. в 6—10%. Подобные ливни также должны быть связаны с проникающей компонентой, ибо мягкие лучи вообще не могут дать широтного эффекта на уровне моря (что было, между прочим, непосредственно показано Лепренс-Ренге, нашедшим для жестких лучей, после отфильтрования мягких, широтный эффект той же величины, что и для всей радиации).

Хотя вся проблема жестокой компоненты только начинает очерчиваться в своих границах, небезынтересно указать здесь на другие принципиальные возможности механизма ливней. В противоположность каскадным ливням Гейтлера — Баба, можно попытаться рассматривать ливни как единовременный акт, если ввести связь нового не электромагнитного типа между частицей, испускающей ливни (скажем, для определенности, протоном), и испускаемыми частицами. Известно, что протон может, взаимодействуя с атомным ядром, испустить пару: позитрон и нейтрино и превратиться в нейтрон. Теория β -распада Ферми, хотя и далекая от окончательности, позволяет, пусть пока что скорее качественно, чем количественно, описать подобные процессы и предсказывает, что дальнейшее превращение нейтрона снова в протон с испусканием электрона и нейтрино может с большой вероятностью непосредственно следовать за первым. Таким образом, как указал Гейзенберг, весьма быстрый протон (или нейтрон), пролетая через слой вещества, может, взаимодействуя с каким-то атомным ядром (β -силы, а не электромагнитное взаимодействие), многократно трансформироваться в нейтрон, снова в протон и т. д., испустив целый ливень электронов, позитронов и нейтрино. Замечательно, что благодаря иному, фермиевскому (а не обычному квантово-электродинамическому), механизму вероятности подобного n -кратного одновременного процесса („переодевания“ протона) будет при больших энергиях, начиная с некоторой критической, того же порядка, что и вероятность однократного образования пары электрон-нейтрино, ибо в отличие от квантовой электродинамики в теории ядерных сил имеется новая постоянная размерности длины, связанная с постоянной g теории Ферми β -распада, по которой и происходит разложение при подсчете эффектов высшего порядка. Кратные процессы с длиной волны λ порядка критической $\lambda_0 = \sqrt{\frac{g}{hc}}$ (в простейшем ва-

рианте теории Ферми) оказываются столь же вероятными, как и однократные, ввиду того, что параметр разложения $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ уже не будет малым в отличие от параметра $\frac{1}{137}$ в случае электромагнитных сил. Подобное одновременное испускание многих частиц будет соответствовать „взрывному“, а не каскадному или ступенчатому образованию ливня. Итак, эксперименты должны в частности обнаружить наличие жестких нейтрино в космических лучах, если верить теории Гейзенберга.

Повидимому, столь же разумный смысл имеет допущение аналогичного механизма испускания протоном пары электрон-позитрон (а не пары электрон-нейтрино). Такое фермиевское испускание пары можно назвать „непосредственным“, в противоположность дираковскому, квантово-электродинамическому, где в сущности протон сначала испускает γ -квант, который затем и образует пару. Для иллюстрации напомним один из видов энергии взаимодействия протона с парой, который приводит к непосредственному испусканию электрона-позитрона: $U = \alpha \psi_{el} \psi_{pos}$; у Ферми стоит энергия $u = g \psi_{el} \psi_{neutr}$.

Более того, нет оснований не применять тот же механизм „непосредственного“ испускания к излучению пары самим электроном. Весьма быстрый электрон, взаимодействуя с атомным ядром, может либо испустить жесткий тормозной квант света, либо испустить ту же энергию в виде пары: электрон-позитрон. Аргументация Гейзенберга здесь целиком применима, и мы получаем новый чисто „нелинейный“ (электрон порождает электрон) механизм образования ливней в виде одновременного „взрыва“. Мультипликация частиц будет здесь нелинейным эффектом, несколько аналогично мультипликации и демультипликации частот в радиотехнике. Может быть, и в довольно фантастической картине ливней, нарисованной Борном, где протон „рассыпался“ на части, превращаясь в позитрон, есть доля истины (именно поскольку здесь речь идет также о нелинейном эффекте), если исключить неприемлемую гипотезу Борна об электромагнитном характере массы протона. Последняя по современным представлениям должна быть обусловлена специфическими ядерными β -силами, которые обуславливают связь нейтрона и протона и ведут к β -распаду.

Возможно, что небольшая часть ливней даже от мягкой компоненты, именно ливней с весьма большим числом частиц, возникает не каскадным мультипликационным, но описанным нелинейным взрывным путем, исследование которого, независимо от космических лучей, представляет большой интерес как возможное расширение квантовой механики. Ряд неясностей в эксперименте над рассеянием быстрых электронов, например наблюдения Скобельцына, не укладывающиеся в рамки теории, заставляет нас учитывать все новые возможности взаимодействия электрона с материей.

В противоположность многочисленным количественным подтверж-

дениям каскадной теории ливней Гейтлера—Баба, для непосредственного или взрывного порождения ливней (нелинейного, с образованием электронов-позитронов, предлагаемого нами, или гейзенберговского от тяжелых частиц с участием нейтрино) мы имеем пока лишь неясные доказательства. Так, Фуссель, экспериментируя с несколькими свинцовыми пластинками, вставленными в камеру Вильсона, наряду с типичными процессами мультипликации, наблюдал в 3 случаях из 900 ливни, как будто „взрывного“ типа, притом содержащими следы тяжелых частиц. Последнее указывает, возможно, на участие фермиевых β -сил.

Эксперименты Ни показывают, далее, что тонкие пластины в 10—20 см алюминия или 2—4 см железа дают большие ливни (или гофмановские толчки) с сотнями частиц гораздо чаще, чем это следует по каскадной теории, или из сравнения с ливнями из свинца, если последние целиком объяснять мультипликацией Гейтлера; возможно, таким образом, что здесь мы имели дело со взрывными ливнями. Решение вопроса согласно Ватаназе можно найти, исследуя возможно более тщательно ливни в тонких слоях: число взрывных ливней должно расти линейно с толщиной, каскадных же — более быстро.

4. ОТКРЫТИЕ ТЯЖЕЛОГО ЭЛЕКТРОНА

Не останавливаясь на других сторонах теории ливней Гейтлера, все поворотное значение которой на сегодняшний день в области понимания космических лучей трудно переоценить, возвратимся к проблеме жестокой компоненты и парадоксальным результатам Андерсона и Блэккета, будто бы опровергающим теорию. Ясно, что объяснение природы жестких лучей становится теперь еще более затруднительным, поскольку электроны и позитроны отошли окончательно к мягкой компоненте, а проникающие протоны не были до сих пор обнаружены. При таком положении вещей естественный шаг был сделан Андерсоном и Неддермейером, а также Стритом и Стевенсоном в конце 1936 г. и начале 1937 г., выдвинувшими на основании повторных измерений поглощаемости гипотезу о существовании новой „полутяжелой“ частицы.

Продолжая свои исследования в камере Вильсона, управляемой по Блэккету двумя счетчиками, помещенными до и после камеры („частица сама дает знать о своем прохождении через камеру и счетчики“), Андерсон использует данные серии в 6000 фото, снятых при наличии в камере платиновой пластины в 1 см (эквивалентной 1,96 см свинца), и наносит на кривую зависимость потери энергии от величины энергии в области до $500 \cdot 10^6$ eV для 55 точек (сравни прежние 9 точек до $300 \cdot 10^6$ eV). Решающий шаг состоит в разделении всех значений на две группы: первая связана с частицами, порождающими ливни или входящими в состав ливней. Как и следовало ожидать по теории Гейтлера—Баба, потеря энергии все время растет с увеличением энергии этих

ливневых, очевидно, мягких частиц. Другая группа точек, принадлежащая к единичным частицам, не связанным с ливнями, т. е.; очевидно, к жестким проникающим космическим лучам, показывает значительно меньшую потерю энергии. Для них все потери энергии обязаны, по видимому, только лишь неупругим столкновениям, т. е. ионизации. Недоразумение с прежними опытами Андерсона объясняется теперь очень „просто“: последние три точки из 9 относились к жесткой группе и, естественно, показывали меньшую потерю энергии по сравнению с предыдущими точками мягкой группы¹⁾.

Устраняя противоречие с теорией и количественно подтверждая формулы для всей растущей величины потери энергии для электронов, Андерсон и Неддермейер замечают сверх того, что следы проникающих, или единичных, частиц не отличаются заметно от следов мягких лучей, т. е. не могут быть приписаны протонам, которые должны были бы ионизировать гораздо сильнее.

Конкретный пример дает один из единичных следов проникающей группы, для которого по Стриту и Стевенсону произведение магнитного поля H на радиус кривизны ρ равнялось $4,5 \cdot 10^5$ eV, и длину пробега всего в 1 см, тогда как след в камере имеет протяжение 7 см. Такое же заключение о невозможности приписать наблюдаемые следы протонам можно сделать на основании подсчета плотности ионизации, для облегчения которого Стрит и

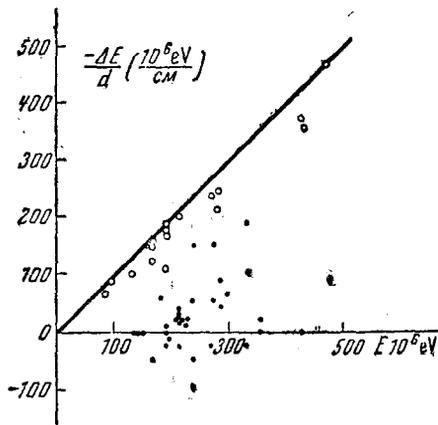


Рис. 5. Результаты измерений потери энергии как функции энергии по Андерсону и Неддермейеру. Значения для ливневых точек (крестики) укладываются на теоретическую прямую для электронов и позитронов (мягкая компонента космических лучей). Единичные частицы (точки) оказываются значительно более проникающими.

¹⁾ С другой стороны, Блэккет и Вильсон в своей последней работе не производят разделения на ливневые и единичные частицы и поэтому, попрежнему, настаивают на уменьшении потери энергии при больших энергиях, вопреки формуле тормозного испускания, и тем самым поддерживают точку зрения неприемлемости квантовой теории торможения для больших энергий. Поскольку Блэккет не приводит возражений против последней работы Андерсона и не учитывает еще теории Гейтлера, появившейся позднее, мы не склонны усмотреть в результатах Блэккета каких-либо новых аргументов. По своей тенденции эта работа целиком стоит еще на старой, оказавшейся неплототворной точке зрения.

Стивенсон фотографировали следы с запаздыванием в одну секунду, что позволило ионам значительно расплзтись.

Выходом из затруднения, как было упомянуто, является допущение новой частицы с массой больше электрона примерно в 100 раз. Имея массу больше, чем у электрона, новая „полутяжелая“ частица („тяжелый электрон“) не будет столь интенсивно излучать тормозные фотоны, т. е. будет более проникающей, приближаясь по свойствам к тяжелым протонам, так как излучение обратно пропорционально квадрату массы; с другой стороны, ввиду меньшего, чем у протона, значения массы „полутяжелая“ частица не будет в данной области скоростей ионизировать столь интенсивно, как протоны. К аналогичному выводу о необходимости введения „тяжелых“ электронов приходит также в недавней работе Нишина совместно с Такеучи и Ичимийо; с другой стороны, Блэккет, попрежнему, как будто склонен приписать жесткие лучи электронам, для которых теория при ультравысоких энергиях порядка 10^{12} eV „наконец-то“ не применима (хотя Блэккет еще не высказывался в печати о гипотезе Андерсона).

Нужно с большой силой подчеркнуть, что решение вопроса о новой частице в данный момент целиком зависит от эксперимента, поскольку теоретики ничего не могут сказать ни о необходимости новой (возможно, неустойчивой) частицы, ни „запретить“ ее на основании каких-либо разумных соображений. Теоретическая ситуация в этом отношении резко отличается от положения при открытии позитрона, доказательство существования которого, как известно, было дано на основании совершенно аналогичного анализа вильсоновских следов. Не исключено, что будущая теория поля наряду с решением вопроса о массе электрона и протона должна будет суметь описать и гипотетические промежуточные „полутяжелые“ частицы, возможно, даже с различными массами. Небольшое количество измеренных следов новой частицы и сложность их интерпретации заставляют нас относиться с максимальной осторожностью к вопросу о ее существовании. Тем более преждевременно решать вопросы о том, куда деваются полутяжелые частицы, попадая в земные условия, и, тем более, откуда они берутся. Так как следы единичных частиц имеют оба знака кривизны, то, вероятно, они возникают парами, подобно электронам-позитронам. Уменьшение ионизирующей способности в области энергии около миллиона вольт по сравнению с электронами можно было бы достичь не только увеличением массы частицы, но и уменьшением заряда. Последнее представляется, однако, значительно менее вероятным.

Мы видим, что последний год дал существенный перелом в понимании космических лучей. Дело будущего выяснить, образуются ли ливни от жестких лучей или же часть ливней — от мягких путем взрывного нелинейного или иного механизма; во всяком случае в основном нам ясна мультипликативная картина огромного большинства ливней от частиц мягкой компоненты, т. е. от электро-

нов и позитронов. Успех теории тормозного испускания и теории ливней расширяет пределы применимости квантовой теории и, главное, ликвидирует общую неплодотворную тенденцию поисков границ теории.

Далее, в особенности перед экспериментаторами лежит сложная, но благодарнейшая задача окончательного выяснения причины видимого уменьшения потерь энергии при ультравысоких энергиях: вызвано ли оно неприменимостью квантовой теории с ее формулами тормозного испускания (Блэккет) или квантовая механика должна быть применена здесь к новому объекту: „тяжелый электрон“ (новая точка зрения Андерсона)? Точно так же, как и при решении вопроса о видимом несохранении энергии в случае β -распада, современная физика, повидимому, решительно предпочтет оставить в силе квантовую теорию (как при β -распаде—закон сохранения), введя гипотезу о новой „полутяжелой“ частице (как при β -распаде—гипотезу нейтрино), чем пойти по пути отказа от применимости наших основных теоретических представлений. Излишне подчеркивать, что окончательное допущение „тяжелого“ электрона на равных правах в семью элементарных частиц чрезвычайно обогатит наше представление о строении материи.

ДОПОЛНЕНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Система фундаментальных интегро-дифференциальных уравнений мультипликативной теории ливней столь сложна (даже при пренебрежении комптон-эффектом и ионизационными столкновениями, и при выборе простых эффективных сечений, допустимых в области высоких энергий), что получение явного решения в замкнутом виде долгое время не удавалось. Баба и Гейтлер ограничились численным решением, приводя результаты в виде кривых; Оппенгеймер и Карлсон заменяют систему основных уравнений некоторой вспомогательной, смысл чего не особенно ясен.

Не приводя всех вычислений (проделанных недавно Соколовым и автором), отметим, что наиболее простым путем можно притти к требуемой формуле для распределения числа частиц как функции энергии и глубины, если воспользоваться двумя математическими приемами. Во первых, удобно применить так называемое преобразование Лапласа-Меллина, являющееся своеобразным „разложением Фурье“ по различным степеням энергии E

$$f(E) = \frac{1}{2\pi i E} \int_{\delta - i\infty}^{\delta + i\infty} f(s) E^{-s} ds; \quad f(s) = \int_0^{\infty} f(E) E^s dE$$

любой функции $f(E)$, например, числа частиц $N(E)$. Тогда наши интегро-дифференциальные уравнения для $N_{ei}(E)$ и $Np_h(E)$ перейдут в обыкновенные дифференциальные уравнения для коэффициентов разложения $N_{ei}(s)$. Эти последние уравнения и имеют упомянутые выше известные решения в виде экспоненциальных функций типа $N(s) = Ae^{-\lambda(s)l}$ и т. д.

Применяя затем при вычислении интеграла по s метод перевала (седловидной точки), мы получаем окончательно для числа частиц формулу:

$$N(E) = \frac{1}{E \sqrt{2\pi \lambda''(s_0)}} \cdot e^{-\lambda(s_0)t + \gamma s_0} \left(1 + \text{малые члены порядка } \frac{1}{e} \right).$$

Точка перевала s_0 определяется из условия $\lambda'(s) = 0$, где $\lambda(s)$ известная функция от s , сконструированная из данных выражений для эффективных сечений. Полученная формула позволяет просить оценить погрешности различных выводов и показывает, что вся теория имеет разумный смысл при не слишком малых глубинах L . Это обстоятельство вполне согласуется с физическим смыслом задачи, ибо на небольших глубинах (т. е. при первых ступенях каскадного процесса) существенную роль будут играть флуктуации мультипликационного процесса, так что использование основных уравнений, имеющих статистический характер, будет неразумным.

ЛИТЕРАТУРА

Квантовая электродинамика:

W. Heitler, *The Quantum theory of Radiation*, Oxford, 1936.
Д. В. Скобельцын, *Космические лучи*, Л. 1936.

Экспериментальные обзоры:

A. H. Compton, *Rev. Sci. Instruments*, **7**, 71, 1936; *Phys. Rev.*, **50**, 1119, 1936.
П. М. С. Блэккет, *Космическое излучение*, Харьков 1935.
E. Regener, *Naturwiss.*, **25**, 1, 1937.

Теория ливней:

H. J. Bhabha а. W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, **159**, 432, 1937.
W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, **161**, 261, 1937.
J. F. Carlson а. J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **51**, 220, 1937.
W. Heisenberg, *Z. Physik*, **101**, 553, 1936.
H. Euler, *Physik. Z.*, **38**, 943, 1927.
D. Ivanenko, *Sov. Phys.* (в печати).

Новая частица:

J. C. Street а. E. C. Stevenson, *Phys. Rev.*, **52**, 1003, 1937.
S. H. Neddermeyer а. C. D. Anderson, *Phys. Rev.*, **51**, 884, 1937.
I. Nishina, M. Takeuchi а. T. Ichimiya, *Phys. Rev.*, **52**, 1198, 1937.