

С. И. ВЕРНОВ

**О НЕКОТОРЫХ РАСХОЖДЕНИЯХ МЕЖДУ ОПЫТНЫМИ
ДАНЫМИ И ВЫВОДАМИ КАСКАДНОЙ ТЕОРИИ БАБА-
ХАЙТЛЕРА—ЭРЛЕ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 25 VII 1939)

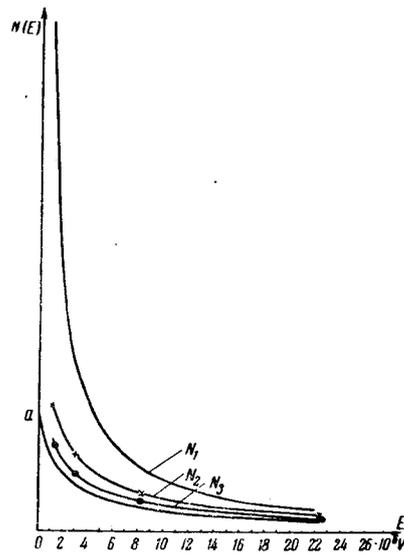
В предыдущей статье нами указывалось, что, если исходить из вида спектра частиц в лавине, даваемого Эрле, то при рассмотрении переходного эффекта можно пренебрегать влиянием рассеяния. Однако правильность этого спектра должна быть подвергнута сомнению. Действительно, этот спектр был получен в предположении, что для всех энергий выше критической отсутствуют потери энергии на ионизацию, и наоборот, при энергии ниже критической имеют место лишь ионизационные потери энергии. Естественно, что при таком предположении число частиц в спектре, обладающих малой энергией, заведомо недооценено. На основании простых соображений можно убедиться, что отклонения от вида спектра, даваемого Эрле, должны быть велики. Вид спектра может быть оценен при помощи последовательных приближений: исходя из спектра, имеющего место при отсутствии ионизационных потерь для частиц всех энергий (этот спектр определяется под данным, приведенным в работе Баба-Хайтлера), вычисляется число и спектральное распределение фотонов. Далее, исходя из найденного выше спектра фотонов, можно определить спектр электронов при учете ионизационных потерь для электронов всех энергий. Затем вычисляется новый спектр фотонов, находящихся в равновесии со спектром электронов, полученным выше при учете потерь на ионизацию. Потом определяется следующее приближение для спектра, исходя из исправленного спектра фотонов. Рядом таких последовательных приближений можно определить вид спектра. На фиг. 1 представлены результаты наших вычислений (N_1 —исходный спектр до учета потерь на ионизацию, N_2 —первое приближение и N_3 —второе приближение), где $N(E)$ —число электронов в спектре, обладающих энергией, большей E . На фиг. 1 проведена кривая α , дающая спектр, полученный в работе И. Е. Тамма и С. З. Беленького⁽¹⁾. Мы видим, что 60% всех частиц в этом спектре обладают энергией ниже $3 \cdot 10^6$ V, в то время как в спектре Эрле ниже $3 \cdot 10^6$ V было всего 15% частиц. Поэтому влиянием рассеяния нельзя пренебрегать, так как, в противоположность спектру Эрле, в действительном спектре значительная доля частиц обладает энергией в несколько миллионов вольт.

Неправильность спектра Эрле и наличие в составе лавины большого числа электронов малой энергии может быть показана также следующим наглядным способом. Рассмотрим спектр Эрле, который имеет место

в случае равновесия. В этом спектре число частиц (в данном интервале энергий) с энергией ниже критической остается постоянным. Выше критической число частиц убывает приблизительно $\frac{1}{E^2}$. На основании формул, приведенных в работе Баба-Хайтлера, можно определить спектр фотонов, находящихся в равновесии с данным электронным спектром

$$h(k) dk = b \frac{N(k)}{k} dk, \quad (1)$$

где $h(k) dk$ —число фотонов с энергией от k до $k+dk$, $N(k)$ —число электронов с энергией, большей k , и b —численный коэффициент. Зная число и спектральное распределение фотонов, не представляет труда определить, какое количество вторичных электронов будет создано фотонами в тонком слое свинца (скажем 0.4 мм) и какое количество из этих вторичных электронов выйдет из слоя. Одновременно с этим часть электронов, падающих на слой, будет поглощена в этом слое. Если рассматриваемый спектр правилен, то условия равновесия должны быть выполнены и увеличение числа электронов за счет вторичных, возникающих от фотонов, должно компенсироваться поглощением электронов малых энергий. Однако спектр Эрле, как можно показать, не удовлетворяет условию равновесия. Число электронов, обладающих столь малой энергией ($0.6 \cdot 10^6$ V), чтобы быть поглощенными в слое 0.4 мм Рb, составляет всего 3% от общего числа частиц в лавине. Между тем число электронов, выходящих из слоя 0.4 мм Рb за счет вторичных, созданных фотонами, составляет 50% от общего числа электронов в лавине.



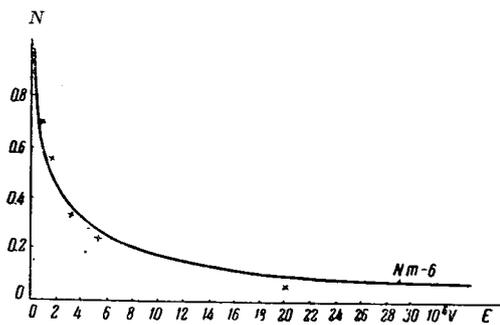
Фиг. 1. Каскадная кривая Сербера для $E_0 = 2 \cdot 10^8$ V

Таким образом, в теории Баба-Хайтлера—Эрле имеется резкое внутреннее противоречие, так как спектр, который дает Эрле для случая равновесия, условиям равновесия не удовлетворяет. Ясно, что в действительном равновесном спектре должно быть значительно большее количество электронов малой энергии, поглощаемых в слое 0.4 мм Рb. Действительно, если проделать аналогичные вычисления, исходя из спектра Тамма—Беленького, то условия равновесия выполняются. Беря различные значения для толщины слоя, можно оценить вид спектра. Результаты наших вычислений представлены на фиг. 2. Сплошная кривая дает спектр Тамма—Беленького. В области малых энергий мы получаем удовлетворительное согласие.

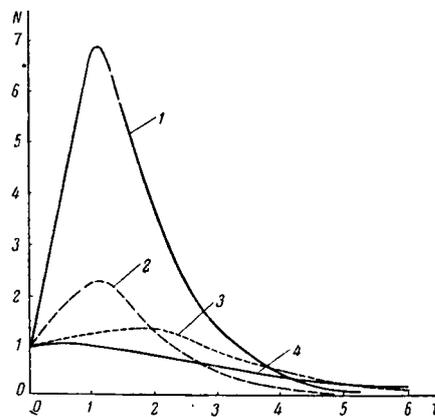
В каскадной теории делаются не вполне законные предположения о постоянстве при любых энергиях поперечника сечения для тормозного излучения. Рассмотренным выше способом можно показать, что если учесть зависимость поперечника сечения от энергии [см. Бете и Хайтлер⁽²⁾, фиг. 3], то вид спектра частиц в лавине мало изменится. Вычисления показывают, что число электронов с энергией меньше $3 \cdot 10^6$ V уменьшается лишь в 1.2 раза, если учесть уменьшение поперечника сечения для тормозного излучения при малых энергиях. Комптон-эффект также не учитывается каскадной теорией, а заменяется «фиктивным» процессом рождения пар

при сколь угодно малых энергиях. Однако это упрощение вряд ли может сильно сказаться на виде спектра, так как спектральное распределение комптоновских электронов и электронов (+ и —) пары близки между собой. Специальные расчеты показали, что средняя энергия частиц в спектре Тамма—Беленького согласуется с каскадными кривыми, полученными Сербером.

В связи с тем, что в спектре частиц в лавине в свинце значительная доля частиц обладает малой энергией, необходимо оценить влияние рассеяния. Вследствие наличия рассеяния, попадающие в прибор вторичные электроны будут вызываться космическими лучами, идущими под совсем иным углом с вертикалью. Из-за резкой зависимости интенсивности космического излучения от угла с вертикалью в результате рассеяния интенсивность вторичного излучения может быть значительно уменьшена. Для оценки ослабления вторичного излучения необходимо определить средний угол отклонения вторичной частицы в результате рассеяния.



Фиг. 2. Каскадная кривая после учета рассеяния



Фиг. 3: 1—каскадная кривая Сербера для $E_0 = 2 \cdot 10^8$ В; 2—каскадная кривая после учета рассеяния; 3—каскадная кривая после учета более проникающих γ -лучей и рассеяния и 4—кривая Стрита и Юнга

Средний проектированный угол при многократном рассеянии находится по формуле

$$\alpha_m = \frac{1}{E} \frac{BS^2}{E}, \quad (2)$$

где S —путь электрона, а E —его энергия.

Электроны, обладающие энергией E , формируются за счет электронов больших энергий. Однако в связи с тем, что рассеяние заметно сказывается лишь для электронов малых энергий, потери энергии в этой области почти исключительно сводятся к ионизационным потерям. Это позволяет выразить энергию электрона в функции $S \cdot E' = E - \beta S$, где E —начальная энергия электрона в момент образования его фотоном и β —потеря энергии на единицу пути. Принимая во внимание, что средний квадрат угла может быть найден суммированием квадратов углов для отдельных участков пути, имеем:

$$\alpha_{cp}^2 = \int_0^s d\alpha_{cp}^2 = \int_0^s \frac{B^2 ds}{E^2} = \int_0^s \frac{B^2 ds}{E' - \beta S} = \frac{B^2}{E'} \frac{(E' - E) E}{\beta E'}.$$

Роль электронов с различной энергией E' в формировании электронов E определяется из вида спектра. В результате вычислений было найдено, что для электронов с энергией $2 \cdot 10^6$, $4 \cdot 10^6$ и $6 \cdot 10^6$ В половина частиц рассеивается на угол, больший 62, 43 и 35°.

Для электронов малых энергий влияние рассеяния оценивалось также на основании работы Бете, Розе и Смита⁽³⁾, так как при вычислениях указанным выше образом могли получиться значительные ошибки при больших углах.

Это позволяет оценить влияние рассеяния. Расчеты показывают, что интенсивность вторичного излучения может быть ослаблена вследствие рассеяния в 2—3 раза. Поэтому отмеченное в предыдущей статье превышение потерь энергии в свинце по сравнению с ионизационными в 3 раза может быть объяснено влиянием рассеяния. Следует отметить, что при расчетах учитывалось влияние стенок приборов (1—2 мм латуни). Вычисления показали, что в связи с тем, что при малых энергиях основную роль играет комптонэффект, влияние латунных стенок невелико.

Учет рассеяния позволяет отвести третье из указанных в предыдущей статье противоречий. Одновременно с этим понижается в 2—3 раза высота максимума.

Однако второе противоречие, связанное с наличием значительного «хвоста» в экспериментальной кривой, еще больше обостряется, так как влияние рассеяния должно сказываться при больших толщинах свинца во всяком случае не меньше, чем при малых толщинах (фиг. 3). Однако можно указать, что в каскадной теории делаются упрощения, которые могут явиться причиной указанного расхождения теории с опытом. В каскадной теории предполагается, что поперечник сечения для рождения пар имеет постоянное значение при любых энергиях. В действительности же поперечник сечения сильно падает при уменьшении энергии. Правда, в области малых энергий растет поперечник сечения для комптонэффекта. Как указывалось выше, с точки зрения каскадной теории комптонэффект в значительной степени аналогичен процессу рождения пар. Поэтому, если сумма поперечников сечения для обоих процессов остается постоянной, то мы вправе считать упрощения в исходных положениях каскадной теории правильными. На основании данных, приведенных на фиг. 6 статьи Бете и Хайтлера, можно установить, что в веществах малого атомного номера сумма поперечников сечения остается примерно постоянной вплоть до малых энергий. Однако в свинце положение совсем иное. При энергиях в несколько миллионов вольт фотоны обладают примерно в три раза меньшим коэффициентом поглощения, чем тот коэффициент, который им приписывает каскадная теория. В связи с тем, что число фотонов малой энергии должно быть велико, энергия лавины фотонов, находящихся в равновесии с лавиной электронов, по этой причине значительно возрастает. Это должно привести к изменению вида каскадной кривой, а именно к ее удлинению. Если для простоты предположить, что новая каскадная кривая подобна исходной, но будет отличаться от нее лишь масштабами по осям абсцисс и ординат, то можно показать, что рассматриваемый эффект должен привести к удлинению масштаба по оси абсцисс и сокращению масштаба по оси ординат в 1.7 раза. На фиг. 3 изображены кривые, показывающие, насколько должна быть изменена каскадная кривая за счет учета рассеяния и более проникающих γ -лучей.

Итак, мы можем сделать заключение, что отмеченные в предыдущей статье расхождения между каскадной теорией Баба-Хайтлера—Эрле и данными опыта вполне устранимы без отказа от физических основ каскадной теории, так как в противоположность спектру Эрле в действительном спектре частиц в лавине имеется большое количество электронов малых энергий и поэтому необходимо учитывать рассеяние и наличие фотонов малой энергии (обладающих малым коэффициентом поглощения).

Исходя из нашей точки зрения, помимо объяснения трех основных противоречий можно дать объяснение также следующим явлениям.

1. Из-за наличия в составе лавины большого количества частиц малой энергии может быть дано объяснение опытам Гейгера и Цейлера⁽⁴⁾. Расчеты показывают, что вероятность срабатывания счетчика от электронов в ливнях всего в два раза больше той же вероятности для фотонов, что находится в хорошем согласии с опытами Гейгера и Цейлера.

2. В связи с тем, что рассеяние сказывается меньше всего при малых толщинах свинца, максимум в переходной кривой Шиндлера сдвинут в сторону малых толщин по сравнению с максимумом в каскадных кривых Сербера.

3. Рассмотрение упругого рассеяния позволяет объяснить сильную расходимость частиц в ливнях.

4. Если принять во внимание наличие рассеяния в свинце, то можно понять, почему равновесная интенсивность δ -излучения, сопровождающего проникающую компоненту, в тяжелых элементах меньше чем в легких.

5. Измерения, проведенные нами с двумя счетчиками Гейгера—Мюллера, показали, что из свинца исходит значительное число электронов малой энергии.

6. Ряд аргументов Эйлера и Гейзенберга в пользу существования взрывных ливней, должен быть поставлен под сомнение, так как вследствие наличия рассеяния число каскадных ливней от δ -электронов в тяжелых элементах будет в несколько раз меньше, чем в веществах малого атомного номера.

В заключение я приношу глубокую благодарность проф. Д. В. Скобельцину и проф. И. Е. Тамму за ценные советы и дискуссию полученных результатов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академия Наук СССР

Поступило
15VII 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ И. Е. Тамм и С. З. Беленький, *Jour. of Phys.*, № 3 (1939). ² H. Bethe a. W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, 146, 83 (1934). ³ H. A. Bethe, M. E. Rose a. L. P. Smith, *Amer. Phil. Soc.*, 78, 4 (1938). ⁴ H. Geiger u. O. Zeiller, *Z. Phys.*, 108, 217 (1937).