

ОБ ОДНОМ ИОНИЗАЦИОННОМ ЭФФЕКТЕ, СВЯЗАННОМ С НАБЛЮДЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ ПАР ПРИ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ*

В настоящее время при помощи фотоэмульсий, экспонируемых в стратосфере, зарегистрировано значительное число столкновений с участием частиц весьма высокой энергии (10^{12} - 10^{13} эВ) [1-4]. В ряде случаев удавалось наблюдать электронно-позитронные пары, создаваемые фотонами с энергией на порядок меньше, чем энергия сталкивающихся частиц. Эти фотоны образуются, по-видимому, за счет распада нейтральных π -мезонов, образованных в данном столкновении.

Можно думать, что при дальнейшем накоплении материала и усовершенствовании методики станет реальным наблюдение образования в эмульсии пар с энергией 10^{12} - 10^{13} эВ. Поэтому целесообразно обсудить, как должны выглядеть в фотоэмульсии следы таких пар.

Возникающие здесь особенности связаны с малым углом разлета компонент пары. Угол разлета обратно пропорционален энергии и уже при энергии 10^{11} эВ настолько мал, что на протяжении сантиметра пути нельзя заметить раздвоения следа. Такие пары, следовательно, будут выглядеть как одиночные следы с удвоенной релятивистской ионизацией. Это обстоятельство не позволяет определить энергию пары по углу разлета. Однако при дальнейшем увеличении энергии сверх 10^{12} эВ следует ожидать своеобразного ионизационного эффекта, который дает возможность определить угол разлета, а также представляет некоторый интерес сам по себе. Ожидаемый эффект состоит в уменьшении ионизации (по сравнению с удвоенной) на тех участках пути пары, на которых расстояние между электроном и позитроном меньше, чем радиус их взаимодействия с электронами среды. Уменьшение ионизации связано с тем, что поле пары двух разноименных зарядов на больших расстояниях спадает гораздо быстрее, чем поле одиночного заряда.

Для того чтобы получить зависимость нарастания ионизации по мере движения пары, надо вычислить энергию, передаваемую двумя параллельно летящими частицами электрону среды. Расчет можно легко выполнить в предположении, что энергию, передаваемую в среднем электронам среды при данном прицельном параметре, можно вычислять классически.

На рис. 1 изображено относительное положение электрона и позитрона пары и электрона среды, который находится в точке O . Пара движется перпендикулярно плоскости чертежа.

Импульсы, передаваемые компонентами пары электрону в точке O , равны соответственно

$$p_1 = \frac{2e^2}{r_1 c}, \quad p_2 = \frac{2e^2}{r_2 c}. \quad (1)$$

Энергия, переданная электрону в точке O , есть

* Известия АН СССР, сер. физ., т. 19, вып. 6, стр. 651 (1955).

$$\varepsilon = \frac{p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos\varphi}{2m} = A \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} - 2 \frac{\cos\varphi}{r_1 r_2} \right), \quad (2)$$

где $A=2e^4/mc^2$.

Выразив φ и r_2 через α и l (l - расстояние между компонентами пары), получим

$$\varepsilon = \frac{A}{r_1^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{r_1^2}{l^2} - 2 \frac{r_1}{l} \cos\alpha} \quad (3)$$

Полученное выражение надо усреднить по α и проинтегрировать по параметру удара r_1 . Усреднение по α дает

$$\bar{\varepsilon} = \frac{A}{r_1^2} \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\alpha}{1 + \frac{r_1^2}{l^2} - \frac{2r_1}{l} \cos\alpha} = \frac{A}{r_1^2} \cdot \frac{1}{\left| 1 - \frac{r_1^2}{l^2} \right|}. \quad (4)$$

Интегрирование по параметру удара r_1 следует проводить от r_{min} до r_{max} , но надо исключить особую точку при $r_1 = l$; эта особенность появляется из-за того, что при усреднении по α , когда $r_1 = l$, вторая частица пары (на рис. 1 позитрон) попадает в точку O .

Между тем, следует наложить условие, что потери энергии при малых прицельных расстояниях как электрона, так и позитрона должны быть равны. Не меняя метода расчета, этого можно добиться введением подходящих пределов интегрирования:

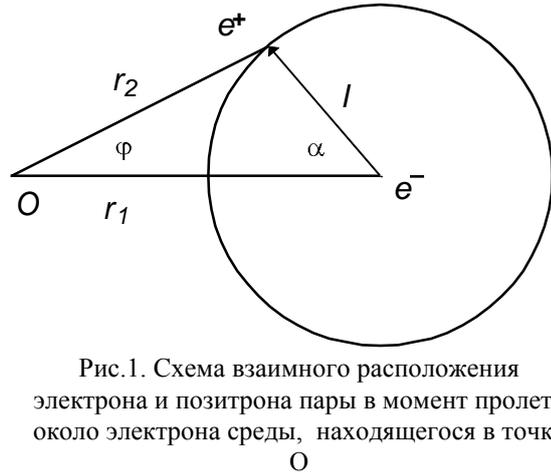


Рис.1. Схема взаимного расположения электрона и позитрона пары в момент пролета около электрона среды, находящегося в точке O

$$T = \int_{r_{min}}^{l-\rho} 2\pi r_1 dr_1 \bar{\varepsilon}(r_1) + \int_{l+\rho}^{r_{max}} 2\pi r_1 dr_1 \bar{\varepsilon}(r_1). \quad (5)$$

Полная потеря энергии компонентами пары на ионизацию на единицу пути определяется как Tn , где n - плотность электронов в среде.

При этом мы предполагаем, что

$$r_{min} \ll l \quad (6)$$

и

$$r_{max} \gg l \quad (7)$$

Выбор ρ иллюстрируется на рис. 2.

В формуле (5) не учтены случаи попадания позитрона в область a , но зато включены случаи попадания его в область b , которые не следовало рассматривать. Очевидно, что правильное значение для T будет получено в том случае, если передаваемая электрону в точке O энергия будет одна и та же при попадании позитрона как в область a , так и в область b .

Вычисляя эту энергию в предположении (6) для обоих случаев и приравнявая найденные значения друг другу, получим.

$$\int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{dr}{r} \arcsin \frac{\rho}{r} = \int_{\rho}^{r_{\min}} \frac{dr}{r} \arccos \frac{\rho}{r}, \quad (8)$$

откуда после замены

$$\arccos \frac{\rho}{r} = \frac{\pi}{2} - \arcsin \frac{\rho}{r} \quad \text{и}$$

интегрирования находим

$$\frac{\pi}{2} \ln \frac{r_{\min}}{\rho} = \int_0^1 \frac{d\xi}{\xi} \arcsin \xi = \frac{\pi}{2} \ln 2$$

и, следовательно,

$$\rho = \frac{r_{\min}}{2}. \quad (9)$$

Подставляя полученное значение ρ в формулу (5) и используя выражение (4), найдем

$$T = 2\pi A \left[\int_{r_{\min}}^{l-\frac{r_{\min}}{2}} \frac{dr}{r \left(1 - \frac{r^2}{l^2}\right)} + \int_{l+\frac{r_{\min}}{2}}^{r_{\max}} \frac{dr}{r \left(\frac{r^2}{l^2} - 1\right)} \right], \quad (10)$$

что при условии (6) дает:

$$T \approx 2\pi A \left(2 \ln \frac{l}{r_{\min}} + \frac{1}{2} \ln \frac{r_{\max}^2 - l^2}{r_{\max}^2} \right). \quad (11)$$

Формула (11) справедлива при выполнении как условия (6), так и условия (7). Для выяснения пределов применимости формулы (11) в области $l \leq r_{\max}$

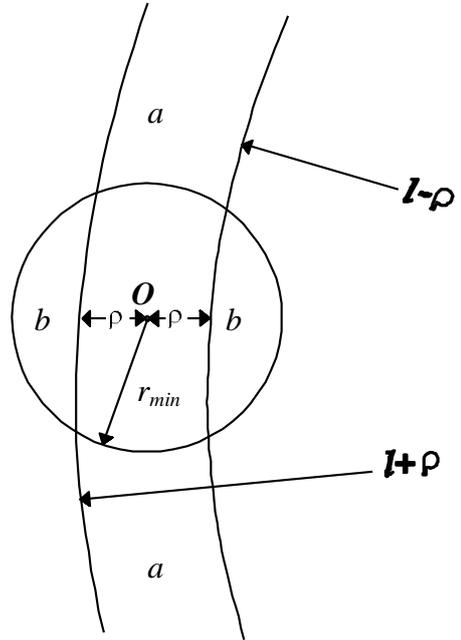


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая выбор величины параметра ρ , определяющего ширину кольцевой области, интегрирование по которой не проводится. При $\rho = r_{\min}/2$ исключение этой области эквивалентно исключению круга радиуса r_{\min} с центром в O .

уточним понятие r_{max} следующим образом: импульс, передаваемый электрону среды дается выражением (1), если частица пролетает на расстоянии меньше r_{max} , и равен нулю, если это расстояние больше r_{max} . При таком определении r_{max} формула (11) не верна при $l \leq r_{max}$ по двум причинам:

1) при $r_{max} - l < r_1 < r_{max}$ (см. рис. 1) расчет учитывал влияние позитрона, когда $r_2 > r_{max}$; 2) в расчет не вошли параметры удара $r_1 > r_{max}$. Между тем, при $r_{max} < r_1 < r_{max} + l$ может быть $r_2 < r_{max}$. Легко убедиться в том, что игнорирование этих краевых эффектов приводит к уменьшению T по сравнению с точным расчетом.

Обе неточности исчезают при $r_{max} \rightarrow \infty$. Но при этом T будет, очевидно, завышено. Поскольку при $r_{max} \rightarrow \infty$ второй член в формуле (11) обращается в нуль, справедливо неравенство

$$2\pi A \cdot 2 \ln \frac{l}{r_{min}} \geq T \geq 2\pi A \left(2 \ln \frac{l}{r_{min}} + \frac{1}{2} \ln \frac{r_{max}^2 - l^2}{r_{max}^2} \right).$$

Таким образом, максимальная неточность T определяется вторым членом в формуле (11), которым можно пренебречь при $l \leq 0.6 \cdot r_{max}$ (при этом ошибка будет $< 1\%$).

При $l > 2 r_{max}$ T должно соответствовать просто удвоенной ионизации, что получится, когда

$$T = 2\pi A \cdot 2 \ln \frac{r_{max}}{r_{min}}.$$

В результате

$$T = 2\pi A \cdot 2 \ln \frac{s}{r_{min}}, \text{ где } \begin{cases} s = l & \text{при } l \leq 0.6 \cdot r_{max} \\ s = r_{max} & \text{при } l > 2 \cdot r_{max} \end{cases}.$$

Если угол разлета пары есть θ , то на расстоянии x от точки образования пары ионизация составит

$$I = 2I_0 \frac{\ln \frac{s}{r_{min}}}{\ln \frac{r_{max}}{r_{min}}}, \text{ где } \begin{cases} s = \theta x & \text{при } \theta x \leq 0.6 \cdot r_{max} \\ s = r_{max} & \text{при } \theta x > 2 \cdot r_{max} \end{cases}. \quad (12)$$

а I_0 - ионизация, вызываемая одиночной частицей.

Теперь необходимо выбрать r_{min} и r_{max} . В качестве минимального параметра удара можно принять комптоновскую длину волны электрона $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-11}$ см.

Выбор r_{max} в нашем случае определяется эффектом экранирования за счет поляризации среды, причем электроны среды можно считать свободными. При этом надо брать $r_{max} \sim c/v$, где $v^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}$ (см. [5]) (n - плотность электронов, в эмульсии $n \sim 10^{24}$ см $^{-3}$, что дает $r_{max} \sim 5 \cdot 10^{-7}$ см). Конечно, представление о том, что поляризация среды не сказывается на расстояниях меньше r_{max} и приводит к полному прекращению взаимодействия на больших расстояниях, является

условным. Однако ввиду того, что результат зависит от r_{max} логарифмически, эта идеализация не может дать существенного искажения.

Классический способ вычисления ионизационных потерь методом параметра удара, который был здесь применен, не может претендовать на полную точность. Это в первую очередь относится к случаю малых параметров удара, который нельзя рассматривать классически.

Однако, если интересоваться только потерями энергии малыми порциями, которые определяют ионизацию вдоль следа частицы на коротком пути, то роль близких столкновений не велика. Тот факт, что ионизация за счет близких столкновений все же учтена приблизительно верно, следует из того, что значение

$\ln \frac{r_{max}}{r_{min}}$ при выбранном значении r_{min} хорошо совпадает в области минимальных

потерь с численным значением соответствующего логарифма в формуле Блоха.

Рассматриваемый эффект ослабления ионизации определяется в основном далекими столкновениями, которые, как известно, можно рассматривать классически. При этом для вычисления средней передачи энергии можно считать электроны среды свободными, поскольку длительность столкновения мала по сравнению с периодами атомных осцилляторов. Действительно, столкновения, определяющие эффект, имеют длительность $\Delta t \leq \frac{r_{max}}{c\gamma}$, где $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$. При $\gamma \sim 10^6$ имеем $\Delta t < 10^{-23}$ сек, что на восемь порядков меньше, чем периоды атомных осцилляторов. Неодновременность взаимодействия с компонентами пары вследствие различия в скоростях электрона и позитрона имеет тот же порядок величины. Действительно, разность времен пролета электрона и позитрона пары на пути x есть

$$\Delta t' = \frac{x}{v_1} - \frac{x}{v_2} \approx \frac{x}{c\gamma^2}$$

(v_1 и v_2 - скорости компонентов пары). При $x = r_{max}/\theta$ и $\theta \sim 1/\gamma$ это дает $\Delta t' \approx \frac{r_{max}}{c\gamma}$

. Таким образом, нет оснований предполагать, что квантово-механическое рассмотрение изменит полученное решение.

На рис. 3 представлена зависимость ионизации от длины пути пары в эмульсии, вычисленная при помощи (12) для нескольких углов θ . Пунктиром изображен тот участок кривой, где I не определяется соотношением (12).

Как известно, между углом θ и энергией фотона нет однозначной связи. Соответствующее угловое распределение дается универсальной функцией от θ/θ_0 , где $\theta_0 = E_0 mc^2/E_+ E_-$, а E_0 , E_+ и E_- - соответственно энергия фотона, позитрона и электрона [6]. Эта функция имеет хорошо выраженный максимум при $\theta/\theta_0 = 1$. Отсюда видно, что угол θ в большей степени определяется той частицей пары, которая уносит меньшую часть энергии, нежели энергией фотона. Резкий спад энергетического спектра космических лучей приведет к тому, что данный угол будет в большинстве случаев соответствовать максимуму кривой распределения и равномерному делению энергии между компонентами пары. Это дает $\theta \sim 4mc^2/E_0$. Отсюда получаем, например, при $\theta = 10^{-6}$ энергию фотона $E_0 \sim 2 \cdot 10^{12}$ эВ. Обращаясь к рис. 3 и учитывая точность измерения релятивистской

ионизации в фотоэмульсиях, получим, что эффект может быть обнаружен при $E_0 \sim 10^{12} \text{ эВ}^*$.

При выводе выражения (12) считалось, что расстояние между компонентами пары определяется только углом разлета θ , равно θx . Между тем, на расхождение пары будет влиять также и многократное рассеяние частиц.

Поскольку расхождение за счет рассеяния пропорционально $x^{3/2}$, оно при достаточно больших x будет определяющим. Принимая, что длина t -единицы в эмульсии равна 3 см и что осуществляется наивероятнейший угол разлета $\theta = \theta_0$, легко найти среднее расхождение пары с учетом рассеяния:

$$\sqrt{l^2} \approx \theta x \sqrt{1 + 15x}$$

где x длина пути в сантиметрах. Из этой формулы видно, что относительное влияние рассеяния определяется не энергией, а только длиной пути. При этом на длине пути 1 см расхождение увеличивается за счет рассеяния в четыре раза. При длине пути меньше 1 мм рассеяние сказывается мало и приводит лишь к незначительному изменению кривых на рис. 3 (на несколько процентов).

Эффект, аналогичный описанному выше, должен наблюдаться и при разлете одноименно заряженных частиц, только при этом ионизация по мере расхождения пары будет уменьшаться от $I_0(z_1 + z_2)^2$ до $I_0(z_1^2 + z_2^2)$, где z_1 и z_2 - заряды этих частиц. Формула (12) в этом случае заменится следующим выражением:

$$I = I_0 \left[(z_1 + z_2)^2 - 2z_1 z_2 \frac{\ln \frac{s}{r_{\min}}}{\ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}} \right].$$

Пары одноименно заряженных частиц с малым углом разлета возникают, например, в случае, когда сложные ядра атомов первичных космических лучей испытывают при столкновении слабое возмущение. Если принять, что кинетическая энергия осколков ядра в системе центра инерции при таком процессе порядка 10 МэВ, то наблюдение эффекта возможно при энергии первичного ядра порядка 10^{13} эВ на нуклон. С экспериментальной точки зрения такие случаи, по-видимому, обнаружить труднее, чем электронно-позитронные пары с энергией порядка 10^{12} эВ .

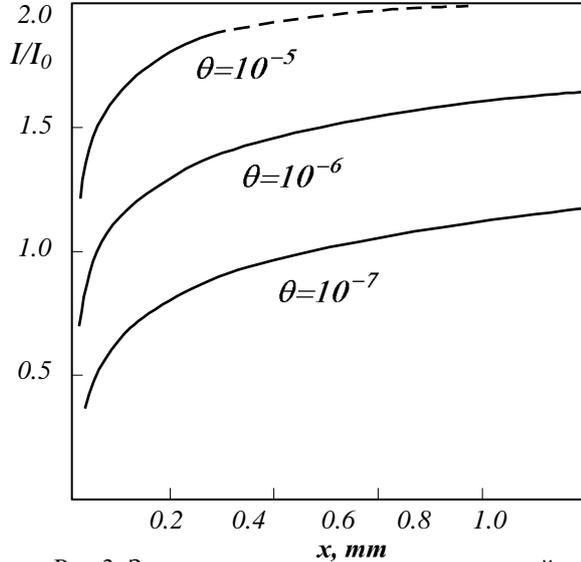


Рис.3. Зависимость ионизации, вызываемой электронно-позитронной парой, от длины пути от места образования пары для трех значений углов разлета.

* Эффект может быть также обнаружен на большом статистическом материале и при $E_0 \sim 10^{11} \text{ эВ}$.

В заключение отметим, что в случае электронно-позитронных пар достаточно большой энергии, вероятно, должно было бы иметь место уменьшение не только ионизационных, но и радиационных потерь. Однако этот эффект не представляет практического интереса, поскольку он на несколько порядков меньше, чем уменьшение радиационных потерь за счет процесса, описанного Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком [7].

Цитированная литература

1. Lord J. J., Fainberg J., Shein M., Phys. Rev., **80**, 970 (1950).
2. Kaplon M. F., Ritson D. M., Phys. Rev., **88**, 386 (1952).
3. Lal D., Pal Y., Peters B., Swami M. S., Proc. Indian Acad. Sci., **36**, 75 (1952).
4. Molvey J. H., Proc. Roy. Soc., **A 221**, 367 (1954).
5. Бор Н., Прохождение атомных частиц через вещество. - ИЛ, М, 1950.
6. Borsellino A., Phys. Rev., **89**, 1023 (1953).
7. Ландау Л. Д. и Померанчук И. Я., ДАН СССР, **92**, 735 (1953).