Доклады Академии Наук СССР
1949. Том LXVII, № 5

ФИЗИКА

М. И. ПОДГОРЕЦКИЙ

О ФЛУКТУАЦИЯХ ИОНИЗАЦИОННОГО ЭФФЕКТА

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 20 V 1949)

В предыдущей работе ([1]) были указаны отличия между механизмом, определяющим величину ионизационного эффекта, и механизмом потерь энергии. Эти отличия приводят к тому, что для счетчиков с малыми поперечными размерами и не слишком толстыми стенками средний ионизационный эффект меньше средних потерь энергии. Если поперечные размеры счетчика достаточно велики (или стенки достаточно толсты), то средний ионизационный эффект равен средним потерям энергии, но, как будет показано ниже, вероятностная кривая распределения ионизационного эффекта отличается от кривой распределения потерь энергии (кривая Ландау ([2])). Это отличие должно быть учтено, например, при выборе метода градуировки пропорциональных счетчиков. Представляет также интерес вычисление дисперсии ионизационного эффекта, так как эта величина часто встречается в расчетах, связанных с флуктуациями.

Мы будем считать, что ионизационный эффект создается не непосредственно самой ионизующей частицей, а только образованными ею δ-электронами. Предположим также, что

1. Ионизационный эффект, создаваемый δ-электронами, равен потерям их энергии, а последние пропорциональны длине пробега δ-электронов внутри счетчика, с коэффициентом пропорциональности β, не зависящим от энергии и таким же, как для первичной частицы.
2. Углами вылета и рассеяния δ-электронов можно пренебречь.
3. Распределение δ-электронов по энергиям ε дается законом

$$n(\varepsilon)\,d\varepsilon = \frac{n_0\varepsilon_0}{\varepsilon^2}\,d\varepsilon \text{ при } \varepsilon_0 < \varepsilon < \varepsilon_{max},$$

где ε_{max} определяется из условий для лобового удара, ε_0 — энергия порядка энергии связи электронов в атоме и n_0 — среднее число актов образования δ-электронов на единице пути.

Потери энергии на возбуждение, так же как и в ([1]), учитывать не будем. В отличие от ([1]), будем, однако, предполагать стенки счетчика достаточно толстыми, т. е. средний ионизационный эффект будем считать равным средним потерям энергии.

Рабочее пространство будем считать ограниченным двумя параллельными плоскостями, перпендикулярными к траектории ионизующей частицы. Расстояние между плоскостями обозначим через l; координату вдоль траектории частицы обозначим x и будем ее отсчитывать от задней плоскости против направления движения частицы.

Флуктуации в потерях энергии рассчитаны Л. Д. Ландау ([2]); в частности, дисперсия $D_0 = n_0 l \overline{\varepsilon^2}$, т. е.

$$D_0 = n_0 l \varepsilon_0 \varepsilon_{\max}. \tag{1}$$

Для вычисления дисперсии ионизационного эффекта D рассмотрим сначала группу δ-электронов с определенной энергией в интервале $d\varepsilon$; число таких δ-электронов, образованных на единице пути, $n_\varepsilon = \frac{n_0 \varepsilon_0}{\varepsilon^2}\, d\varepsilon$.

Каждый δ-электрон создает ионизационный эффект $\beta y(x)$, где $y(x)$ — длина его пути внутри счетчика. Вычислим связанные с этими δ-электронами средний ионизационный эффект $\Delta\overline{I}$ и дисперсию ΔD.

Рассмотрим те δ-электроны, которые образовались внутри некоторого интервала dx. Так как они образуются независимо друг от друга, то число их флуктуирует по закону Пуассона, причем среднее их число и дисперсия одинаковы и равны $n_\varepsilon dx$. Так как с каждым из этих δ-электронов связан ионизационный эффект $\beta y(x)$, то средний ионизационный эффект равен $\beta y(x)\, n_\varepsilon dx$, а дисперсия равна $\beta^2 y^2(x)\, n_\varepsilon dx$. Так как события в различных интервалах dx независимы между собой, то для получения $\Delta\overline{I}$ и ΔD нужно проинтегрировать полученные выражения по x, что дает

$$\Delta\overline{I} = n_\varepsilon \beta \int_0^l y(x)\, dx \tag{2}$$

и

$$\Delta D = n_\varepsilon \beta^2 \int_0^l y^2(x)\, dx. \tag{3}$$

Пусть сначала $l \geqslant \frac{\varepsilon}{\beta}$. Тогда: $y = x$ при $0 < x < \frac{\varepsilon}{\beta}$; $y = \frac{\varepsilon}{\beta}$ при $\frac{\varepsilon}{\beta} < x < l$ и $y = l + \frac{\varepsilon}{\beta} - x$ при $l < x < l + \frac{\varepsilon}{\beta}$.

Выполняя интегрирование, получим

$$\Delta\overline{I} = n_\varepsilon \varepsilon l \tag{2'}$$

и

$$\Delta D = n_\varepsilon \varepsilon^2 l - \frac{n_\varepsilon \varepsilon^3}{3\beta}. \tag{3'}$$

Пусть теперь $l \leqslant \frac{\varepsilon}{\beta}$. Тогда $y = x$ при $0 < x < l$; $y = l$ при $l < x < \frac{\varepsilon}{\beta}$ и $y = l + \frac{\varepsilon}{\beta} - x$ при $\frac{\varepsilon}{\beta} < x < \frac{\varepsilon}{\beta} + l$.

Подставляя значения $y(x)$ в (2) и (3), получим

$$\Delta\overline{I} = n_\varepsilon \varepsilon l \tag{2''}$$

и

$$\Delta D = n_\varepsilon \beta \varepsilon l^2 - \frac{n_\varepsilon \beta^2 l^3}{3}. \tag{3''}$$

При малых l в (3'') остается фактически только член, пропорциональный l^2, что легко может быть понято. Действительно, число δ-электронов, начинающих или заканчивающих свой путь внутри счетчика, будет в этом случае пренебрежимо мало; основную роль будут играть δ-электроны, возникающие до слоя l и пролетающие через весь этот слой. Каждый из них создает ионизационный эффект, пропорциональный l, и дисперсия, будучи выражением квадратичным, должна быть пропорциональна l^2.

Так как образование δ-электронов разных энергий происходит независимо, то учет спектра сводится к интеграции $\Delta\bar{I}$ и ΔD по ε. Интеграция (2′) или (2″) дает $\bar{I} = l\int \varepsilon n_\varepsilon = \beta l$, т. е. средний ионизационный эффект, как и следовало ожидать, равен средним потерям энергии.

Вычисление D производится по разному, в зависимости от значения величины $Z = \frac{\beta l}{\varepsilon_{max}}$ (Z — отношение l к пробегу δ-электронов, обладающих наибольшей энергией).

При $Z < 1$ следует интегрировать (3′), что дает

$$\frac{D}{D_0} = 1 - \frac{1}{6Z}. \tag{4}$$

Естественно, что при $Z \to \infty$ $\frac{D}{D_0} \to 1$, так как при больших Z можно пренебречь краевыми эффектами, приводящими к отличию D от D_0.

Если $Z < 1$ (практически интересен обычно именно этот случай), то следует ввести некоторую промежуточную энергию ε_1, такую, что $\frac{\varepsilon_1}{\beta} = l$; тогда для $\varepsilon < \varepsilon_1$ нужно интегрировать (3′), а от ε_1 до ε_{max}—(3″). Если пренебречь членами порядка $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}$ и $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{max}}$ по сравнению с единицей $\left(\text{обычно } \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \approx 10^{-3}, \text{ а } \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{max}} \approx 10^{-5}\right)$, то вычисления дают

$$\frac{D}{D_0} = \frac{5}{6}Z. \tag{4′}$$

В практически интересных случаях для экспериментов в области космических лучей $Z \approx 10^{-2}$, т. е. дисперсия ионизационного эффекта может быть на два порядка меньше дисперсии потерь энергии.

Мы предполагали, что величина ионизации, связанной с каждым отдельным δ-электроном, не флуктуирует. На самом деле это предположение, конечно, не выполнено. Можно, однако, показать, что этими флуктуациями можно пренебречь. Можно также показать, что соотношение (4′) остается по порядку величины справедливым, если даже отказаться и от остальных упрощающих предположений, положенных нами в основу расчетов.

Малость D по сравнению с D_0 связана, очевидно, с тем, что акты больших потерь энергии не приводят к большим ионизационным эффектам; δ-электроны с большой энергией отдают на ионизацию внутри счетчика только малую часть своей энергии ($\approx \beta l$). Короткопробежные δ электроны, напротив, отдают на ионизацию внутри слоя l всю свою энергию. Из этого следует, что кривая распределения ионизации при больших значениях энергии (начиная с энергий, близких к βl) идет ниже кривой Ландау.

Из этого, в свою очередь, следует, что кривая распределения ионизации становится более симметричной, и разница между вероятным и средним значением, по сравнению с кривой Ландау, уменьшается.

В принятом методе градуировки пропорциональных счетчиков исходят из того, что 70% площади кривой соответствуют потерям энергии, бо́льшим вероятной потери энергии, причем этот вывод распространяют также на кривую ионизации. Так как последнее не соответствует действительности, то указанный метод градуировки должен быть пересмотрен.

Для правильной градуировки можно, повидимому, исходить не из вероятной, а из средней ионизации, так как для счетчиков с достаточно толстыми стенками последняя величина равна средним потерям энергии и может быть вычислена независимо от сложного механизма, определяющего вид флуктуационной кривой ионизационного эффекта.

Градуировка по среднему эффекту имеет еще то преимущество, что облегчает интерпретацию экспериментов, связанных с наблюдением ливней релятивистских частиц; если на камеру или пропорциональный счетчик падает много релятивистских частиц, то полный ионизационный эффект определяется средней, а не наивероятнейшей ионизацией.

Автор выражает благодарность Н. А. Добротину за участие в обсуждении.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
2 V 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] М. И. Подгорецкий, ДАН, 67, № 4 (1949). [2] Л. Д. Ландау, Journ. of Phys., 8, 204 (1944).