

ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЕЛЕКТОР ТЯЖЁЛЫХ ЧАСТИЦ

Счётчик Черенкова¹ является разновидностью сцинтилляционного счётчика, в котором флуоресцирующий фосфор заменён прозрачным веществом с достаточно большим показателем преломления. Проходя через это вещество, заряженные частицы вызывают черенковское излучение, которое затем регистрируется фотоумножителем. Отличие свойств черенковского счётчика от обычного сцинтилляционного счётчика обуславливается, таким образом, различием излучений, вызываемых частицами.

Так, длительность черенковских сцинтилляций меньше длительности свечения обычно применяемых фосфоров по крайней мере на один порядок величины; эта быстрота срабатывания в принципе открывает возможность прямого измерения скорости частиц.

Другой особенностью излучения Черенкова является направленность лучей. Как известно, свет испускается под углом ϑ к направлению движения частицы, причём угол ϑ определяется скоростью частицы v и показателем преломления среды n :

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n},$$

где $\beta = v/c$. Это свойство ещё не нашло применения в счётчиках, хотя оно успешно использовалось для фотографического определения скорости протонов моноэнергетического направленного пучка от циклотрона².

В реферируемой работе³ используется ещё одно интересное свойство черенковского излучения, заключающееся в том, что для его возникновения скорость частицы должна превосходить фазовую скорость света

в среде: $v > \frac{c}{n} = v_c$. Таким образом, счётчик Черенкова является счётчиком с порогом, он регистрирует лишь те частицы, скорость которых больше v_c .

В настоящей работе регистрировались частицы, не вызывавшие срабатывания счётчика и у которых, следовательно, $v < v_c$. Кроме того, чтобы быть зарегистрированной, частица должна была проходить свинцовый

фильтр толщиной R . Удовлетворить этим двум условиям одновременно могут лишь частицы, имеющие достаточно большую массу M . Минимальную массу M можно определить следующим образом.

Пробег частицы, обладающей кинетической энергией W_k и массой покоя M , равен приблизительно

$$R = \frac{W_k^2}{A(W_k + Mc^2)}$$

или

$$R = \frac{Mc^2}{A} \frac{(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Если R выразить в $г/см^2$ и W_k и Mc^2 в $Мэв$, то $A = 1,2$.

Рассмотрим случай, когда сцинтилляции возникают в воде, и выразим пробег в единицах водного эквивалента; тогда через фильтр толщиной R_c пройдут только те частицы с $v \leq v_c$, у которых

$$Mc^2 \geq 6,85 R_c,$$

так как в воде

$$\beta_c = \frac{v_c}{c} = \frac{1}{n_{H_2O}} = \frac{1}{1,33}.$$

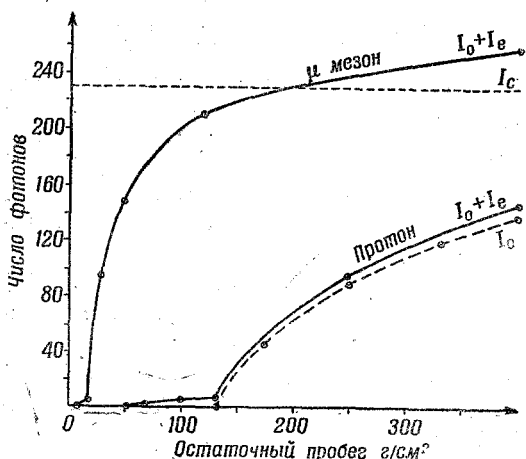


Рис. 1. Теоретическая кривая интенсивности черенковского излучения ($400 м\mu < \lambda < 750 м\mu$), отнесённой к единице пути тяжёлой частицы, как функция остаточного пробега в воде. Кривые $I_0 + I_\delta$ — суммарное излучение от тяжёлой частицы и создаваемых ею δ -частиц. Пунктирная прямая I_c — максимальная интенсивность излучения (для частицы, обладающей скоростью c) без учёта δ -частиц.

На рис. 1 показана теоретическая зависимость интенсивности излучения Черенкова (отнесённой к сантиметру пути частицы) от остаточного пробега частицы. Образование энергичных δ -частиц приводит к тому, что даже при скоростях, меньших критической, возможно возникновение черенковских сцинтилляций. Это обстоятельство, а также флуктуационный характер образования быстрых δ -частиц, ухудшают резкость порога счётчика.

Черенковский селектор тяжёлых частиц, основанный на вышеуказанном

принципе, показан на рис. 2. Металлическая коробка со сторонами, длиной 24 см каждая, покрывалась изнутри слоем $MgCO_3$ и наполнялась дистиллированной водой. Сбоку в коробку вставлен фотоумножитель. A_1, A, B, B_1 — коробки гейгеровских счётчиков. Между черенковской коробкой D и счётчиками B помещён свинцовый фильтр толщи-

ной 3 см, задерживающий электроны распада мезонов, останавливающиеся в воде. Для контрольных опытов помещены ещё дополнительный свинцовый поглотитель толщиной 20 см и коробка гейгеровских счётчиков С.

Полная толщина рабочей части установки (без дополнительного фильтра) равна 40 г/см² водного эквивалента. Из условия $Mc^2 \gg 6,8 R_c$ следует, что проходить через такой слой и не вызвать черенковской сцинтилляции могут лишь частицы с массой, большей 540 электронных масс.

Отношение числа антисовпадений ($A^1 + A + B + B^1 - D$) к числу четырёхкратных совпадений ($A^1 + A + B + B^1$) оказалось равным

$$\frac{N_A}{N_4} = (2,15 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}.$$

Отношение числа антисовпадений ($A^1 + A + B + B^1 + C - D$) к числу пятикратных совпадений оказалось равным $(0,32 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$. Эти антисовпадения не могут быть вызваны одиночными протонами, так как протоны с $v < v_c$ не могут проходить через свинцовый фильтр толщиной более 23 см. Эти остаточные антисовпадения могут быть обусловлены ливнями, случайными совпадениями, неэффективностью черенковского счётчика и т. д.

Для проверки того, что основная доля антисовпадений, измеренных без дополнительного свинцового фильтра, действительно вызвана протонами, были проведены опыты с камерой Вильсона, управляемой черенковским селектором, помещённым над камерой. Всего было сделано 134 снимка. На основании полученных фотографий авторы заключают, что в 80% случаев антисовпадения вызывались протонами, остановившимися в одной из 6 свинцовых пластинок (толщиной 2 см), помещённых внутри камеры.

Импульсы протонов, регистрируемых установкой, лежат в интервале 700—1100 Мэв/с. Абсолютная интенсивность протонов с импульсами, лежащими в указанном интервале, можно определить, исходя из известного экспериментального значения интенсивности мезонов и измеренного в настоящей работе отношения интенсивностей протонов и мезонов $\left(= \frac{N_A}{N_4} \right)$.

Получающееся значение хорошо согласуется с данными, полученными другими методами.

Л. Б.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. УФН, XXXIX, 402 (1949); УФН, XLIV, 443 (1951).
2. УФН, XLVI, 413 (1952).
3. T. Duerden, B. Hyams, Phil. Mag., 43, 717 (1952).

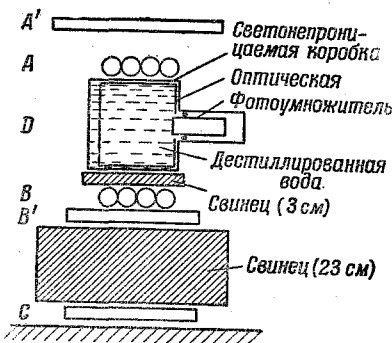


Рис. 2.