

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАК СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В 1934 г. П. А. Черенков¹ обнаружил, что многие жидкости под действием γ -лучей радиоактивных препаратов светятся, и показал, что возникающее свечение не связано с люминесценцией жидкости, а исходит от быстрых электронов, образующихся в жидкости при поглощении γ -лучей. Теоретическое исследование черенковского излучения, произведённое И. Е. Таммом и Г. М. Франком², показало, что его источником

¹) Исходя из опытов по захвату медленных мезонов, можно утверждать, что это ядерное сечение должно быть порядка 10^{-39} см²/нуклон.

действительно является сам движущийся электрон, и позволило выяснить условия возникновения такого излучения. Оказалось, что всякая заряженная частица, движущаяся в среде с показателем преломления n со скоростью большей, чем фазовая скорость света $\frac{c}{n}$ в данной среде, становится источником черенковского излучения. Это излучение поляризовано и составляет с направлением движения заряженной частицы угол ϑ , определяемый из следующего условия:

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn}, \quad (1)$$

которое и является условием возникновения черенковского излучения. Тамм и Франк дали также формулу для вычисления потерь энергии на черенковское излучение. В видимой области спектра, где можно пренебречь дисперсией, эта формула принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dL} &= 2\pi \left(\frac{z^2 \varepsilon^2}{\hbar c^2} \right) \left(1 - \frac{1}{n^{2/2}} \right) \Delta\nu \text{ квантов/см} \approx \\ &\approx 500 \cdot \sin^2 \vartheta \text{ квантов видимого света/см,} \end{aligned} \quad (2)$$

где $\frac{dN}{dL}$ — число квантов видимого света, испускаемых частицей с зарядом Ze на единице длины пути, а $\Delta\nu$ — ширина спектральной области в герцах. Первоначально свойства черенковского излучения были проверены на быстрых электронах, скорость которых практически не отличается от скорости света. В 1950 г.³ черенковское излучение удалось использовать для детектирования быстрых мезонов космических лучей: пучок мезонов проходил через сосуд с дестилированной водой, и возникающее при этом излучение регистрировалось с помощью фотоумножителя. Очевидно, что такой способ детектирования быстрых частиц является самым безинерционным из всех существующих в настоящее время. Проверка свойств черенковского излучения на тяжёлых заряженных частицах не производилась, так как до недавнего времени не удавалось получать пучки тяжёлых частиц, обладающих скоростями, достаточными для возникновения черенковского свечения в обычных прозрачных для видимого света средах с показателями преломления $n = 1,5-2$. Очевидно, что формула (1) даёт весьма удобный метод точного измерения скорости частицы: для этого необходимо измерить угол ϑ , образованный направлением излучения с направлением движения частицы, и показатель преломления среды n . Обе эти величины могут быть измерены с весьма большой точностью. Целью реферируемой работы⁴ была проверка формул (1) и (2) для пучка быстрых протонов с энергией 340 Мэв ($\beta = 0,68$), ускоренных на циклотроне, и выяснение экспериментальных условий, необходимых для возможно более точного определения скорости протонов по формуле (1). Отклоняющаяся система циклотрона создаёт хорошо коллимированный пучок протонов с плотностью тока, равной $2 \cdot 10^{-11} \text{ а/см}^2$. Черенковское излучение регистрировалось с помощью фотопластинок, и при такой плотности тока продолжительность применявшихся экспозиций лежала в пределах от 3 минут до 1 часа, в зависимости от условий опыта. Предварительное исследование черенковского излучения от быстрых протонов было произведено в опыте, схема которого приведена на рис. 1а. Этот опыт в принципе повторяет первые измерения, производившиеся Черенковым и другими исследователями. В качестве среды с большим показателем преломления служил прозрачный кристалл хлористого серебра с полированными гранями размером $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$. Кристалл располагался в центре сферического зеркала, и конус черенковского излучения пересекал зеркало в двух областях,

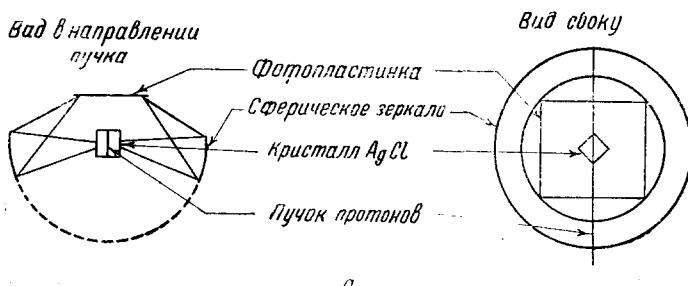
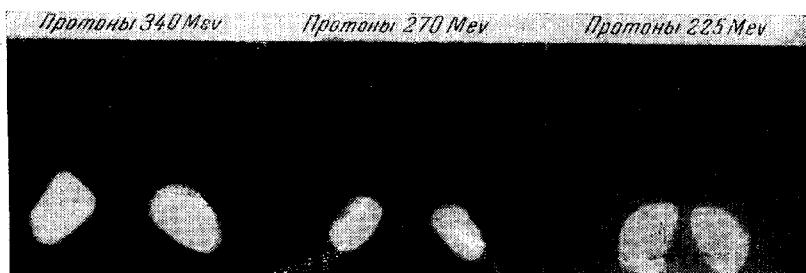
*a**b*

Рис. 1.

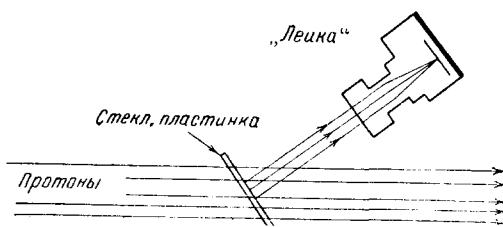


Рис. 2.



Рис. 3.

расположенных симметрично относительно пучка протонов. Излучение, отражённое зеркалом, попадало на фотопластинку. На рис. 1б показано изображение светящихся частей зеркала, полученное на фотопластинке. Профотометрировав фотопластинку, можно, зная её чувствительность и величину экспозиции, определить интенсивность черенковского излучения. Полученное таким способом значение $\frac{dN}{dL}$ равно 105 квантам на 1 см

пути протонного пучка в кристалле. Формула (2) даёт для $\frac{dN}{dL}$ значение, равное 250 квантам/см пути. Учитывая поглощение излучения в самом кристалле и при отражении от зеркала, такое согласие следует считать хорошим и подтверждающим черенковский характер наблюдавшегося излучения. Очевидно, что значительная величина пятна на фотопластинке делает невозможным достаточно точное определение угла θ . Дальнейшее улучшение метода измерений показано на рис. 2. В качестве среды с большим показателем преломления ($n = 1,88$) использовалась плоскопараллельная стеклянная пластинка толщиной $\frac{2}{3}$ мм. Регистрация излучения производилась с помощью фотоаппарата типа «Лейка»

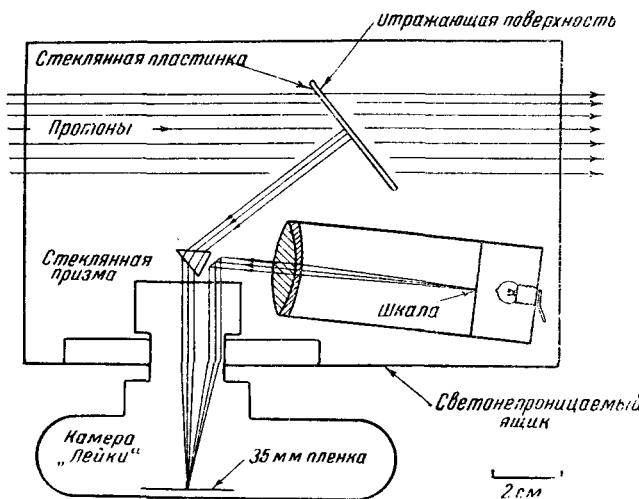


Рис. 4.

с улучшенной оптикой. На верхней части рис. 3 показан снимок, полученный в этом опыте. По горизонтальной шкале на приведённой фотографии отложены значения угла θ в градусах. Значительное размытие светового пучка, наблюдаемое и в этом опыте (пучок занимает область углов от 37 до 41°), вызвано главным образом тем, что черенковское излучение имеет непрерывный спектр, и поэтому для различных участков видимого спектра показатель преломления стеклянной пластинки, а следовательно, и угол θ различны. Поэтому следующим шагом в увеличении точности измерения угла θ было применение ахроматической призмы, с помощью которой на фотопластинке фокусировалось излучение с длиной волны около $\lambda = 5460 \text{ \AA}$. Одновременно на пластинку (рис. 4) проектировалось изображение шкалы, разделённой непосредственно на градусы угла θ . На нижней части рис. 3 приведена фотография

светового пятна для этого случая. Из фотографии видно, что при этих условиях угол ϑ может быть измерен с точностью, близкой к $0,2^\circ$. Наблюдающаяся конечная ширина пятна на фотопластинке объясняется следующими причинами: 1) рассеянием, которое испытывают протоны в стекле; это рассеяние меняет направление движения протонов и размывает положение пятна на фотопластинке; 2) замедлением протонов в стекле, вызывающим уменьшение ϑ ; 3) дифракцией, вызванной тем, что излучение испускается конечным участком пластиинки; 4) расхождением первичного пучка протонов, который не является строго параллельным; 5) хроматическими эффектами второго порядка; 6) недостаточной монохроматичностью протонного пучка. Распределение ошибок, вызванное каждой из приведенных причин в условиях описываемого опыта, приведено на рис. 5, где по оси абсолют отложено отклонение от среднего значения угла ϑ в минутах. Суммарное действие всех этих погрешностей приводит к тому, что энергия протонов измеряется со средней квадратичной ошибкой $\sigma = 3,5 \text{ Мэв}$. Точность определения скорости протонов или их энергии может быть оценена также по точности, с которой изменился угол ϑ и показатель преломления среды n . Авторы дают для ϑ значение $19^\circ 13' \pm 25'$, а для показателя преломления значение, определяемое с точностью в 0,0003. Такая точность в определении ϑ и n приводит к тому, что скорость протонов определяется с точностью $\pm 0,0005$, а энергия протонов, соответственно, с точностью $\sigma = 0,8 \text{ Мэв}$, которая в четыре раза меньше указанной выше ошибки $\sigma = 3,5 \text{ Мэв}$. Это расхождение указывает на то, что точность измерения энергии в этом методе не соответствует степени монохроматичности пучка: если бы пучок протонов был более однородным по энергии и подвергался бы меньшему рассеянию в стекле, его энергия могла бы измеряться с ошибкой около $\sigma = 0,8 \text{ Мэв}$. В конце работы авторы анализируют каждую из перечисленных выше ошибок и определяют условия измерений, необходимые для того, чтобы суммарное действие всех ошибок было наименьшим. Они указывают, в частности, что ошибка в определении скорости протонов может быть уменьшена в два-три раза, если вместо стекла использовать пластиинку полистирена толщиной 0,7 мм, ослабляющую рассеяние протонов. Вообще ошибки 1 и 2 уменьшаются с уменьшением толщины пластиинки. Однако

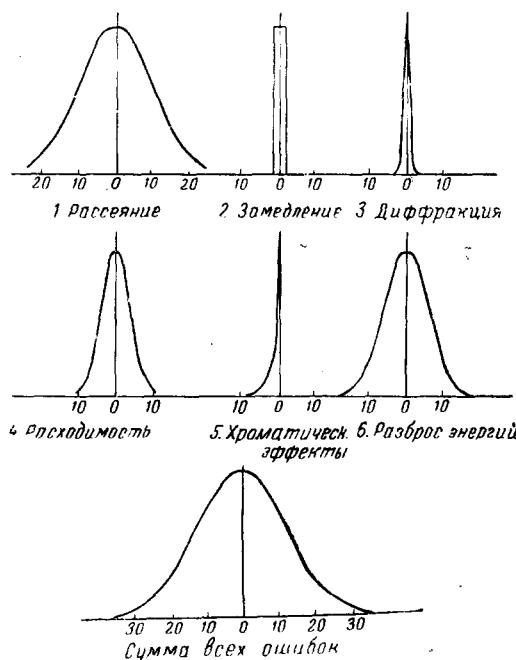


Рис. 5.

уменьшение этой толщины вызывает увеличение дифракционных эффектов. Таким образом, для данного материала пластиинки существует оптимальная толщина, обеспечивающая минимальную величину ошибки. Описанный метод измерения скорости и энергии быстрых протонов по своей точности может быть сравним только с методом отклонения частиц в магнитном поле, но обладает, однако, значительными преимуществами перед последним: он очень прост и даёт возможность точно измерить энергию протонов, не ослабляя при этом интенсивности пучка. Это существенно в таких опытах, когда измерение энергии предшествует дальнейшему использованию пучка для каких-нибудь точных измерений. Применение магнитного анализа в подобном случае ослабило бы интенсивность пучка, а соответствующая аппаратура была бы весьма громоздкой.

A. B.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Ч е р е н к о в, ДАН 2, 451 (1934); С. И. В а в и л о в, ДАН 2, 457 (1934).
2. И. Е. Т а м м и И. М. Ф р а н к, ДАН 14, 107 (1937).
3. УФГ 44, вып. 3, 443 (1951).
4. R. L. M a t h e r, Phys. Rev. 84, 181 (1951).