

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ СВЕРХСВЕТОВОЙ СКОРОСТИ  
И НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ\*)

*П. А. Черенков*

I. Экспериментальное обнаружение и изучение замечательных свойств излучения, возникающего при движении в веществе быстрых заряженных частиц, имеет почти двадцатипятилетнюю давность. Еще в 1934 г. в двух сообщениях—С. И. Вавилова и моем, опубликованных в «Докладах» Академии наук СССР<sup>1,2</sup>, было указано, что  $\gamma$ -лучи радия, наряду с люминесценцией растворов, вызывают также и слабое видимое свечение самих растворителей.

В этих сообщениях были описаны универсальность этого свечения, его необычные свойства и сделан вывод о том, что на основании имеющихся у него свойств обнаруженное свечение не может быть люминесценцией.

Дальнейшими экспериментами было установлено, что это свечение производится не  $\gamma$ -лучами непосредственно, а быстрыми электронами, образуемыми ими при комптоновском рассеянии. Попытки получить свечение с такими же свойствами под действием лучей Рентгена ( $h\nu_{\max} = 30$  кэв) дали отрицательный результат.

Казалось бы, что наличие подобного свечения растворителей не могло представлять специального интереса, поскольку свечение не только твердых тел, но и жидкостей, и притом под действием самых разнообразных причин, представляет явление весьма распространенное. Помимо хорошо известных «классических» примеров люминесценции, можно указать, например, на слабое свечение практически весьма «чистых» жидкостей, наблюдаемое при облучении их ультрафиолетовым светом<sup>3</sup>; многие жидкости светятся под действием лучей Рентгена<sup>4</sup>; установлено свечение жидкостей даже под действием ультразвуковых волн<sup>5</sup>. Многочисленные факты свечения как жидкостей, так и твердых тел под действием радиоактивных излучений известны еще со времен первых работ Пьера и Марии Кюри<sup>6</sup>.

Как правило, свечения подобного рода являются обычной люминесценцией, и, в случае так называемых «чистых» жидкостей, обусловлены присутствием в них ничтожных количеств посторонних примесей, способных люминесцировать. Поэтому было естественно предположить, что и то свечение, которое вызывается  $\gamma$ -лучами, также относится к одному из видов люминесценции. Так полагали Пьер и Мария Кюри, которые, несомненно,

\*) Лекция, прочитанная при вручении Нобелевской премии 11 декабря 1958 г. в Стокгольме.

одни из первых наблюдали это свечение, правда, в условиях, когда оно было довольно сильно завуалировано обычной люминесценцией; так считали позднее и другие наблюдатели, в том числе и Малле<sup>7</sup>, который, помимо наблюдения самого факта свечения, сфотографировал и его спектр.

Между тем более детальное количественное изучение этого свечения обнаружило ряд таких замечательных его свойств, которые с несомненностью указывали, что в данном случае имеет место не тривиальная люминесценция, а явление совершенно новой природы, представляющее первостепенный интерес как по своему научно-принципиальному значению, так и по разнообразным возможностям его практического использования.

Было бы, однако, неправильным считать, что причиной того, что столь характерное явление не было обнаружено гораздо раньше, является случайный «недосмотр». Необычную природу найденного явления можно было установить только в результате количественных измерений наиболее важных характеристик излучения, выявления их зависимости от определенных условий, меняемых в процессе опыта. В настоящее время, когда в распоряжении экспериментаторов имеются мощные источники быстрых заряженных частиц и весьма чувствительные средства регистрации, подобные измерения не представляют особой сложности. Но несколько десятилетий назад возможности, которыми располагали физики, были не столь благоприятны. Тогда в качестве источника заряженных частиц могли быть использованы только естественные радиоактивные препараты, интенсивность которых была довольно низкой. Поэтому и яркость свечения жидкостей\*), получаемая с их помощью, была настолько слабой, что заметить свечение оказывалось возможным только после некоторого пребывания наблюдателя в полной темноте. Очевидно, что в этих условиях применение для количественных измерений обычных методов фотометрии полностью исключалось\*\*). Для проведения этих измерений требовался новый, гораздо более чувствительный метод.

В Физическом институте Академии наук СССР, где это явление было открыто, такой метод был известен. Это метод визуальной фотометрии по порогу зрения (иначе, «метод гашения»), разработанный незадолго перед тем Е. М. Брумбергом и С. И. Вавиловым для количественных измерений квантовых флуктуаций света<sup>8</sup>. В этом методе в качестве прибора для регистрации света использовался глаз человека\*\*\*). В связи с тем, что светочувствительность глаза, адаптированного на темноту, по крайней мере в десятки тысяч раз превышает его чувствительность при дневном зрении, этот метод по своей высокой чувствительности намного превосходил другие методы. Несмотря на свою субъективность и сравнительно большие ошибки измерений, в то время этот метод был единственным методом, пригодным для количественных измерений тех чрезвычайно слабых интенсивностей свечения, с которыми приходилось иметь дело. Существенно отметить, что именно только переход к количественным измерениям позволил впервые выявить необычные свойства рассматриваемого излучения и тем самым установить его особое происхождение.

\*.) Изучение рассматриваемого эффекта проводилось главным образом на жидкостях, так как жидкости легче очищаются от люминесцирующих примесей. При работе с ними проще менять такие параметры, как вязкость, коэффициент преломления, плотность и т. д. Кроме того, в этом случае значительно упрощаются опыты по «тушению» люминесценции.

\*\*) Напомним, что фотоумножители тогда еще не были разработаны.

\*\*\*) В основе «метода гашения», теперь уже представляющего исторический интерес, лежат следующие свойства сумеречного зрения человека:

а) наличие зрительного порога;  
б) постоянство значения пороговой энергии для одного и того же наблюдателя (при стандартных условиях).

Выше уже отмечалось, что первой, наиболее вероятной гипотезой относительно природы свечения является предположение о люминесценции. Правильность такого предположения могла быть установлена только путем экспериментального выяснения наличия (или отсутствия) у рассматриваемого свечения признаков, свойственных люминесценции. Существует, однако, большое многообразие свечений люминесценции, отличающихся способом возбуждения, длительностью высовечивания, характером спектра, свойствами люминесцирующих веществ и другими признаками. Очевидно, что в данном случае важным является установление наличия или отсутствия не вообще признаков люминесценции, а общих признаков, являющихся для люминесценции необходимыми.

Одним из таких признаков люминесценции, как это отметил С. И. Вавилов, является конечная длительность ( $\tau > 10^{-10}$  сек) возбужденных состояний. Это свойство люминесценции позволяет воздействовать на ход процесса высовечивания. Можно, например, значительно ослабить яркость или, как принято говорить, «потушить» люминесценцию либо нагреванием люминесцирующего раствора, либо растворением в нем веществ, способных тушить люминесценцию. В обоих случаях ослабление люминесценции происходит вследствие передачи энергии от возбужденных частиц невозбужденным с дальнейшим переходом ее в тепловую.

Точно так же можно изменять поляризацию люминесценции, меняя подвижность частиц, например, путем нагревания. Соответствующие опыты показывали, однако, что свечение жидкостей не меняет своей яркости ни при нагревании, ни при растворении в них таких активных тушителей флуоресценции, как иодистый калий, азотнокислое серебро и др. При этом было показано, что обнаруженная у этого свечения заметная поляризация также не меняется. Существенно отметить, что опыты с тушением заведомо флуоресцирующих растворов (например, раствор эскулина в воде), проводившиеся параллельно и в тех же условиях, во всех случаях обнаруживали заметный эффект тушения.

Эти результаты свидетельствовали о практической безынерционности процесса высовечивания и, таким образом, исключали гипотезу люминесценции. Этот вывод находил подтверждение также и в необычном характере поляризации этого свечения. Преимущественное направление вектора электрических колебаний оказалось не перпендикулярным к возбуждающему пучку лучей, как это должно было бы быть для поляризованной флуоресценции, а параллельным ему.

Таким образом, совокупность данных, полученных уже на первом этапе исследования, позволила установить, что свечение, создаваемое в жидкостях  $\gamma$ -лучами, является не тривиальным. Однако эти данные оказались недостаточными для создания на их основе правильной теории явления. Решение вопроса пришло несколько позднее, после того как в 1936 г. было открыто новое, наиболее замечательное свойство излучения — его направленность<sup>9,10</sup>.

Оказалось, что свечение обладает резко выраженной пространственной асимметрией. Оно испускается только вперед в направлении, образующем некоторый угол с направлением возбуждающего пучка  $\gamma$ -лучей. Установление этого фундаментального свойства излучения оказалось решающим для выяснения его истинной физической природы и создания теории явления. Заслуга создания этой теории принадлежит И. М. Франку и И. Е. Тамму<sup>11</sup>.

В этой теории рассматриваемое свечение интерпретируется как излучение электронов, равномерно движущихся в веществе со скоростью, превышающей скорость (фазовую) света в этой среде. Интересно отметить, что на возможность излучения частицы, движущейся со сверхсветовой

скоростью, обратил внимание еще в 1901 г. лорд Кельвин<sup>12</sup>. Несколько позднее, в 1904—1905 годах, накануне появления теории относительности, Зоммерфельд теоретически рассмотрел гипотетический случай движения электрона в вакууме со сверхсветовой скоростью<sup>13</sup>. Однако появление теории относительности, согласно которой материальные тела не могут двигаться со скоростью, равной или большей скорости света, сделало выводы Зоммерфельда мало актуальными. Вероятно, это обстоятельство в известной мере послужило причиной того, что задача о движении заряженных частиц в веществе со сверхсветовой скоростью вообще не рассматривалась, как противоречащая теории относительности. Между тем именно при движении в веществе возможны скорости, превышающие скорость света, без какого-либо противоречия теории относительности. Это связано с тем, что в веществе скорость распространения световых волн отличается от скорости света с в вакууме в  $n$  раз, где  $n$ —показатель преломления среды, в которой происходит движение. Так как для видимого света  $n > 1$ , то, следовательно, скорость распространения световых волн в веществе, равная  $c/n$ , будет меньше скорости света  $c$  в пустоте.

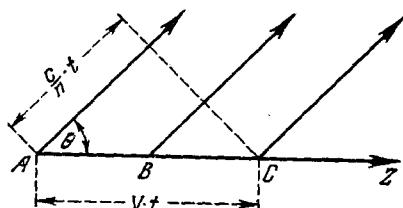


Рис. 1. К механизму излучения.

все может быть больше скорости света  $c/n$  в этом веществе, оставаясь в то же время меньше  $c$ , в полном соответствии с требованиями теории относительности. Таким образом, движение частиц со сверхсветовой скоростью не только принципиально возможно, но и осуществимо экспериментально.

Предполагая, что скорость электрона, движущегося в среде, больше скорости света, можно из простого качественного рассмотрения получить условие возникновения излучения и установить некоторые весьма важные его свойства. Действительно, пусть электрон равномерно движется в среде в направлении оси  $z$  со скоростью  $v > c/n$ . В каждой точке, через которую проходит электрон, им будет вызвано электромагнитное возмущение, распространяющееся из этих точек как запаздывающая волна. Рассматривая компоненты определенной частоты  $\omega$  для волн, выходящих из различных точек траектории электрона в некотором направлении  $\theta$  (рис. 1), можно легко убедиться, что во всех направлениях, кроме направления, для которого  $vt \cos \theta = \frac{c}{n} t$ , или

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (1)$$

волны погасятся вследствие интерференции. В направлении же, удовлетворяющем условию (1), волны придут к наблюдателю с оптической разностью хода, равной нулю, и, следовательно, в этом направлении будет происходить излучение. Это излучение имеет в акустике своего аналога в виде так называемой баллистической волны, образуемой летящим со сверхзвуковой скоростью снарядом или самолетом (волны Маха). Двухмерным аналогом является хорошо знакомая всем носовая волна корабля.

Из равенства (1), которое является одним из важнейших результатов теории Тамма и Франка, следует, что излучение возможно только при условии  $\beta n > 1$ , т. е. если скорость частицы  $v$  больше скорости света  $c/n$ . При  $\beta n < 1$ , или  $\beta < 1/n$ , излучения не происходит. Таким образом, равенство  $\beta n = 1$  определяет энергетический порог излучения. Значение  $E$  этого

порога зависит от коэффициента преломления  $n$ . Поскольку в условие, определяющее этот порог, входит непосредственно не энергия, а скорость частицы  $\beta$ , то, очевидно, что  $E$  зависит от массы частицы.

Для иллюстрации сказанного в нижеследующей таблице приводятся значения пороговой энергии  $E$  для электронов,  $\pi$ -мезонов и протонов при трех значениях  $n$ .

Вид частиц	Значения пороговой энергии в Мэв		
	$n=1,3$ ; ( $\beta=0,769$ )	$n=1,5$ ; ( $\beta=0,667$ )	$n=2$ ; ( $\beta=0,5$ )
Электроны . . .	0,29	0,2	0,078
$\pi$ -мезоны . . .	79	47	21,5
Протоны . . .	520	220	143

Теоретическая зависимость между величинами  $\theta$ ,  $\beta$  и  $n$ , выражаемая соотношением (1), была проверена экспериментально. Полученные результаты оказались в прекрасном согласии с выводом теории. Схема соответствующего опыта по определению этой зависимости изображена на рис. 2. Пучок  $\gamma$ -лучей падает на тонкостенный сосуд с жидкостью (A на рис. 2). Возникающее в этой жидкости излучение по выходе из сосуда падает на коническое зеркало и, по отражении от него, направляется на объектив фотоаппарата. Люминесценция, не обладающая свойствами асимметрии, дает изображение, имеющее форму сплошного кольца. Излучение же частиц сверхсветовой скорости дает изображение не в виде сплошного кольца, а в виде двух пятен, угол между которыми равен  $2\theta$ .

На рисунке 3 приводятся образцы фотографий для двух чистых жидкостей (вода и этилциннамат). Там же для сравнения приведена фотография флуоресценции раствора эскулина в воде.

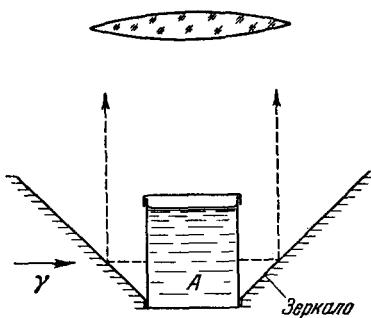


Рис. 2. Схема опыта для определения углового распределения интенсивности излучения.

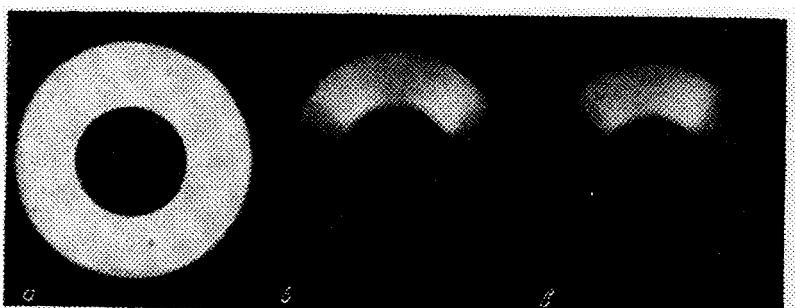


Рис. 3. Фотографии углового распределения интенсивности излучения. *a*) обычная люминесценция (раствор эскулина в воде), *b*) свечение этилциннамата ( $n=1,5804$ ); *c*) свечение воды ( $n=1,3371$ ).

Найденные из измерений по таким фотографиям угловые распределения интенсивности излучения (для четырех жидкостей) приведены на

рис. 4. Для каждой из жидкостей получены две кривые, соответствующие возбуждению свечения  $\gamma$ -лучами ThC" (верхние кривые) и  $\gamma$ -лучами Ra (нижние).

Из кривых рис. 4 легко определяется угол  $\theta$ . Значения этого угла возрастают с увеличением показателя преломления  $n$  именно так, как это требуется по теории. Для одной и той же жидкости значения  $\theta$ , полученные в опытах с  $\gamma$ -лучами ThC", больше значений  $\theta$ , полученных в опытах с  $\gamma$ -лучами Ra. Это различие в измеренных значениях  $\theta_{\text{ThC"}}$  и  $\theta_{\text{Ra}}$  позволяет использовать соотношение (1) для определения «эффективной» скорости ( $\beta_{\text{эфф}}$ ) комптоновских электронов, вызывающих излучение. Эти скорости оказались соответственно равными 0,896 и 0,847. Этот результат вполне согласуется с более высокой энергией  $\gamma$ -излучения ThC".

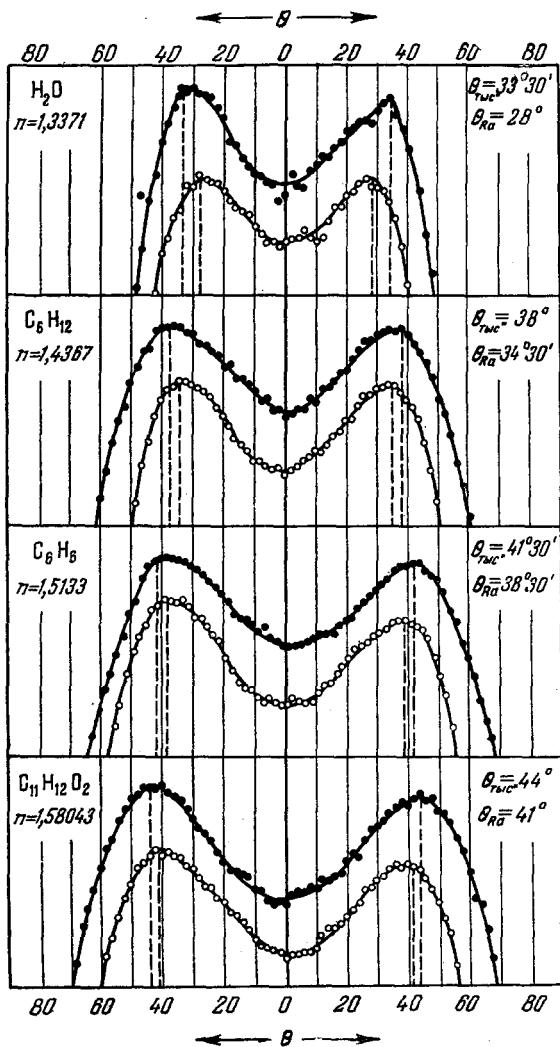


Рис. 4. Угловые распределения интенсивности излучения для жидкостей с разными  $n$ , полученные по фотографиям рис. 3. Кривые с черными точками (верхние) соответствуют возбуждению свечения комптоновскими электронами от  $\gamma$ -лучей ThC". Для них  $\beta_{\text{эфф}}=0,896$  (по формуле 1). Нижние кривые — возбуждение свечения комптоновскими электронами от  $\gamma$ -лучей Ra. В этом случае  $\beta_{\text{эфф}}=0,847$ .

но к некоторой определенной частоте  $\omega$ . На самом же деле спектр излучения непрерывный. Поскольку среда обладает дисперсией, т. е. показатель преломления  $n$  зависит от частоты, это означает, что свет разных длин волн будет распространяться под углами  $\theta$ , несколько отличающи-

Если рассматривать картину не в плоскости, а в пространстве, то излучение должно распространяться по поверхности конуса, осью которого является траектория заряженной частицы, а образующая составляет с этой осью угол  $\theta$ .

Помещая фотопластинку перпендикулярно к пучку быстрых частиц (рис. 5), мы должны получить, кроме изображения следа пучка, и фотографию излучения в форме кольца. Эта фотография изображена на рис. 6. Она получена с помощью тонкого пучка протонов на ускорителе Объединенного института ядерных исследований в г. Дубне.

До сих пор мы вели рассмотрение применительно

мися друг от друга, даже если скорость частиц  $\beta$  остается строго постоянной. Излучение оказывается как бы спектрально разложенным. Поверхность конуса излучения будет, таким образом, иметь некоторую толщину, причем для среды с нормальным ходом дисперсии с внутренней ее части будет расположен красный участок спектра, а с наружной — фиолетовый. Что это действительно так, показывает следующий снимок (рис. 7) части кольца, показанного на рис. 6, сделанный на цветную фотопластинку. Как и предыдущая фотография, этот снимок получен А. П. Зреловым в Объединенном институте ядерных исследований с помощью пучка протонов от синхроциклотрона ( $E=660 \text{ МэВ}$ ).

Таким образом, механизм излучения, предложенный Таммом и Франком, уже при качественном рассмотрении делает понятными такие наиболее

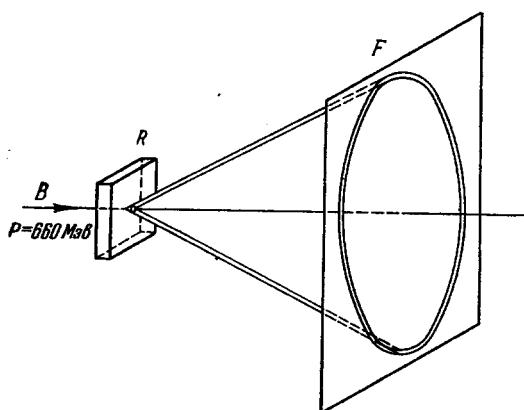


Рис. 5. Схема опыта для получения фотографии сечения конуса излучения плоскостью фотопластинки.

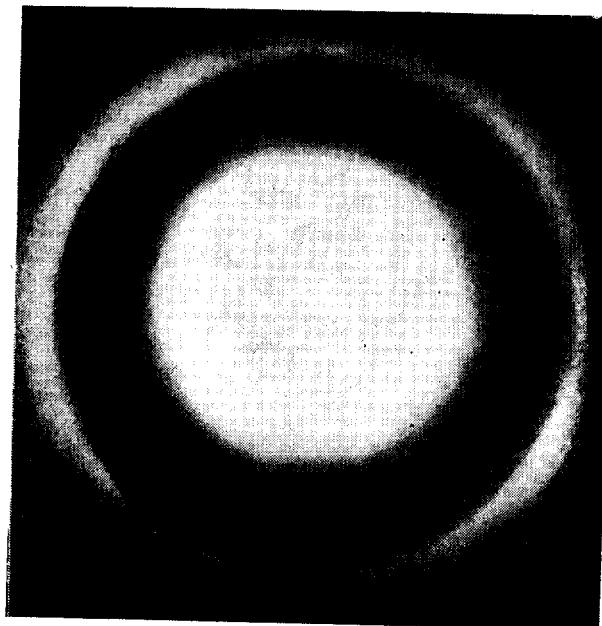


Рис. 6. Фотография сечения конуса излучения, полученная в опыте, схема которого приведена на рис. 5. Центральное пятно образовано пучком протонов.

характерные его свойства, как направленность, малую длительность вычечивания, наличие порога, универсальность. Строгая количественная теория дает, кроме того, выражение для энергии  $W$ , теряемой электроном

на рассматриваемое излучение. Это выражение имеет вид

$$W = \frac{e^2 l}{c^2} \int_{\beta n > 1} \omega \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) d\omega, \quad (2)$$

где  $l$  — длина пути электрона.

Из этого выражения следует также, что энергия в спектре излучения пропорциональна  $1/\lambda^3$ , т. е. быстро возрастает в сторону коротких длин волн. Однако в рентгеновской области излучения не должно быть, так как в этой области  $n < 1$ . Теория показывает, наконец, что свечение поляризовано именно так, как это было установлено еще в первых экспериментах: вектор электрических колебаний лежит в плоскости, проходящей через луч и направление движения частиц.

Все это показывает, что рассмотренная теория с исчерпывающей полнотой описывает все известные до сих пор свойства нового излучения. Создание ее завершило большой цикл исследований, относящихся к открытию, всестороннему экспериментальному изучению и разработке теоретических основ явления, открывшего новое направление в физике—оптику излучателей, движущихся со сверхсветовой скоростью.

II. В связи с отсутствием достаточно чувствительных и удобных средств регистрации, новое излучение в первое время представляло, хотя и большой, но все же только принципиальный интерес. Содержащиеся в нем большие потенциальные возможности практического использования, в частности в экспериментальной физике, оставались неиспользованными.

Однако за последние годы, в связи с разработкой и созданием фотоумножителей, излучение быстрых заряженных частиц приобрело важное прикладное значение, особенно в области исследований по физике частиц высоких энергий.

Несмотря на ничтожно малую интенсивность вспышки излучения, создаваемой одной отдельной частицей, эта интенсивность теперь доступна измерению. Из формулы (2) следует, что при  $\beta \approx 1$  число фотонов, испускаемых заряженной частицей, движущейся в среде с  $n \approx 1,5$ , и приходящихся на видимый участок спектра, достигает 200—300 фотонов/см. При правильном выборе формы и расположения радиатора (так называют среду, в которой движется и создает излучение заряженная частица), значительная доля этого света может быть направлена на фотокатод умножителя. В результате многократного усиления на аноде фотоумножителя появляется импульс тока, в миллионы раз превышающий начальный ток. Этот импульс может быть отнесен соответствующей радиотехнической схемой и частица будет зарегистрирована. Такое устройство и есть счетчик, в котором для регистрации частиц используется ими же непосредственно создаваемое излучение.

Счетчик этого типа весьма напоминает так называемый сцинтилляционный счетчик, в котором для регистрации заряженных частиц, осуществляемой также с помощью фотоумножителя, используется люминесценция, возникающая при поглощении энергии частиц в сцинтилляторе. Однако по сравнению с ним он обладает рядом существенных преимуществ. Вкратце эти преимущества состоят в следующем.

1. Малая длительность времени высвечивания позволяет осуществить счетчики с очень высокой разрешающей способностью.

2. Наличие порога излучения делает счетчики этого типа нечувствительными к мягкому «доорговому» излучению. Это свойство счетчиков особенно ценно при использовании их в условиях, когда имеется значительный фон от мягкого  $\gamma$ -излучения.

3. Вследствие асимметрии излучения этими счетчиками возможна регистрация только тех частиц, которые движутся в радиаторе по направ-

лению к катоду фотоумножителя. Частицы, движущиеся в обратном направлении, счетчиком не регистрируются. Иными словами, счетчик рассматриваемого типа обладает свойством направленности действия. Эта особенность счетчика была использована Винклером для определения альбедо космических лучей в верхних слоях атмосферы.

В настоящее время в работах Джелли, Маршалла и других авторов описано большое число оригинальных конструкций счетчиков указанного типа. Методическая ценность излучения быстрых частиц заключается не только в его применениях как детектора частиц. Использование своеобразных свойств этого излучения (часто в комбинации с другими методами) в ряде случаев существенно расширяет возможности физического эксперимента.

Известно, например, что определение одного из важнейших параметров частицы — ее массы — может быть выполнено по измерению ее импульса и скорости. Обычно экспериментальные трудности встречаются при измерении скорости. Очевидно, что в некотором диапазоне скоростей частицы, когда  $\beta$  (удовлетворяющее условию  $\beta n > 1$ ) еще достаточно отличается от единицы, скорость частицы может быть легко найдена из соотношения (1) по измеренному значению  $\theta$  и известному показателю преломления  $n$ .

Если известен сорт частиц, то измерение скорости позволяет сразу определить и их энергию. Особенно хорошие результаты этот метод дает при определении энергии протонов на ускорителях в области энергий порядка нескольких сотен  $M_{\text{эв}}$  (см. табл. на стр. 381), где точность измерения энергии доведена до 0,25 %.

Выше было уже отмечено, что наличие у излучения энергетического порога делает счетчик нечувствительным к частицам малых энергий. Подбирая радиатор с подходящим значением  $n$ , можно менять энергию порога  $E$ . Очевидно, что два счетчика с заранее выбранными различными значениями пороговой энергии  $E_1$  и  $E_2$ , включенные в надлежащей последовательности по схеме антисовпадений, будут регистрировать только те частицы, скорость которых лежит в пределах, определяемых порогами  $E_1$  и  $E_2$ . Подобный прием был с успехом применен Сегрэ и его сотрудниками в их замечательной работе, приведшей к открытию антипротона.

Другое интересное использование свойств излучения нашло место при изучении широких ливней космических лучей. При изучении этих ливней установками с обычными счетчиками на некоторой высоте регистрируются только частицы, являющиеся далекими «потомками» первичной частицы. Все другие частицы, образовавшиеся в предшествующих стадиях развития ливня и успевшие уже исчезнуть, этими установками не регистрируются. Однако, поскольку частицы ливня обладают громадными энергиями, они способны создавать в воздухе излучение рассматриваемого типа, идущее практически в том же направлении. Это излучение при благоприятных условиях доходит до поверхности Земли и может быть зарегистрировано фотоумножителем. Этот метод дает более полную картину ливня и позволяет получить ценные сведения о процессе его развития.

Для космологии важное значение имеет выяснение вопроса о содержании в составе первичного космического излучения вне атмосферы Земли ядер, более тяжелых, чем ядра водорода. Соответствующие опыты проводятся сейчас на спутниках. В этих опытах используется то обстоятельство, что интенсивность излучения частиц сверхсветовой скорости пропорциональна квадрату заряда частицы. Поэтому регистрируемые счетчиком импульсы от частиц разного заряда должны отличаться по амплитудам. Анализ амплитудного распределения позволит получить данные о распределении тяжелых частиц в космическом излучении в зависимости от их порядкового номера.

Последнее, на чем я хотел бы остановиться—это использование излучения быстрой частицы для определения ее энергии, когда эта энергия весьма велика. В этом случае измерение энергии частицы по отклонению в магнитном поле становится невозможным. Можно, однако, попытаться определить ее, измерив полную энергию, которую частица затрачивает на излучение рассмотренного нами типа. Для этой цели необходимо использование весьма прозрачных, плотных радиаторов с толщиной, достаточной для полного развития ливня. Наиболее подходящим для указанной цели радиатором оказывается вода. В Физическом институте Академии наук СССР сооружается установка для измерения энергии космических частиц этим методом.

Рассмотренные примеры показывают, насколько уже стало важным значение излучения частиц сверхсветовой скорости в экспериментальной физике. Однако этим далеко не исчерпываются все возможности практического использования этого излучения. Несомненно, круг его применений будет и в дальнейшем быстро расширяться.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Черенков, ДАН, II, 451 (1934).
  2. С. И. Вавилов, ДАН, II, 457 (1934).
  3. S. I. Wawilow и L. A. Tumermann, Z. S. f. Phys. 54, 270 (1929).
  4. Z. S. Newcomer, Journ. Amer. Chem. Soc. 42, 1997 (1920).
  5. Z. Frenzel и Z. Schultes, Z. S. f. Phys. Chem. (B) 27, 421 (1934).
  6. Curie, Eve. Madame Curie, London (1941).
  7. M. L. Mallet, C. R., 183, 274 (1926); 187, 222 (1928); 188, 445 (1929).
  8. Е. М. Брумберг и С. И. Вавилов, Изв. АН ОМЕН, сер. VII, 919 (1933).
  9. П. А. Черенков, ДАН, III (ХII), 413 (1936).
  10. П. А. Черенков, ДАН, XIX, 99 (1937).
  11. И. Е. Тамм и И. М. Франк, ДАН XIV, 107 (1937).
  12. Lord Kelvin, Nineteenth Century, Clouds over Dynamical Theory of Heat and Light. Phil. Mag. July, 1901.
  13. A. Sommerfeld, Gotting Nachricht. 99, 363 (1904); 201 (1905).
  14. Winckler, И., Phys. Rev., 85, 1054 (1952).
  15. J. V. Jelley, Cerenkov Radiation, Pergamon Press. London 1958 г.
  16. R. L. Mather, Phys. Rev. 84, 181 (1951).
-



Рис. 7. Часть конуса излучения, показанного на рис. 6, сфотографированная на цветную пленку.