

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА \*)****Дж. В. Джелли****СОДЕРЖАНИЕ**

|                                                                                                                                  |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| I. Введение . . . . .                                                                                                            | 232 |
| а) Открытие Черенкова . . . . .                                                                                                  | 232 |
| б) Качественное объяснение явления . . . . .                                                                                     | 233 |
| в) Обзор дальнейших работ русских исследователей . . . . .                                                                       | 236 |
| 1) Спектр излучения . . . . .                                                                                                    | 236 |
| 2) Абсолютная интенсивность излучения . . . . .                                                                                  | 238 |
| 3) Зависимость $\theta$ от $n$ и $\beta$ . . . . .                                                                               | 239 |
| II. Теоретическая интерпретация . . . . .                                                                                        | 240 |
| а) Теория Франка и Тамма . . . . .                                                                                               | 240 |
| б) Углубление элементарной теории . . . . .                                                                                      | 243 |
| в) Квантовая трактовка явления и «магнитное» излучение Черенкова . . . . .                                                       | 248 |
| г) Заряженная частица, движущаяся вблизи поверхности диэлектрика; излучение Черенкова как возможный источник микроволн . . . . . | 250 |
| III. Более поздние экспериментальные работы . . . . .                                                                            | 251 |
| а) Опыты с искусственно ускоренными частицами . . . . .                                                                          | 251 |
| б) Излучение Черенкова от частиц космических лучей . . . . .                                                                     | 254 |
| в) Излучение в водных растворах радиоактивных изотопов . . . . .                                                                 | 259 |
| г) Излучение Черенкова в атмосфере . . . . .                                                                                     | 262 |
| IV. Практические применения детекторов Черенкова . . . . .                                                                       | 263 |
| а) Общие соображения . . . . .                                                                                                   | 263 |
| б) Фотоумножитель . . . . .                                                                                                      | 266 |
| в) Счётчики с фокусирующими свойствами . . . . .                                                                                 | 268 |
| г) Фотографический прибор высокой точности . . . . .                                                                             | 271 |
| д) Протонный селектор . . . . .                                                                                                  | 276 |
| е) Альbedo космических лучей . . . . .                                                                                           | 279 |
| V. Заключение . . . . .                                                                                                          | 281 |

\*) Progress in Nuclear Physics, vol. 3, p.p. 84—130. Перевод А. А. Ильиной.

## I. ВВЕДЕНИЕ

## а) Открытие Черенкова

В ранний период истории радиоактивности несколькими наблюдателями было отмечено, что различные вещества, в том числе и растворы минеральных солей, испускают слабый свет под влиянием излучений от радиоактивных веществ. Было установлено со временем, что это излучение, в основном, являлось светом флуоресценции и вело себя во многом так же, как и излучение различных веществ, возникающее под действием ультрафиолетовых лучей.

Исследуя люминесценцию растворов ураниловых солей под действием  $\gamma$ -лучей, Черенков открыл в 1934 г., что очень слабое излучение видимо даже в случае чистых жидкостей<sup>1</sup>. Подробное изучение большого количества чистых жидкостей привело его к заключению,

что природа этого нового явления отлична от флуоресценции. Этот эффект, который вскоре стал называться эффектом Черенкова, тремя годами позже был интерпретирован Франком и Таммом<sup>2</sup> на основе классической электромагнитной теории.

Интересно отметить, что восемью годами ранее Малле<sup>3</sup> получил ультрафиолетовые спектры, испускаемые водой, облучённой  $\gamma$ -лучами. Несомненно, что это явление следует отождествить с явлением, открытым Черенковым, хотя работа Малле редко цитируется как первое наблюдение этого эффекта.

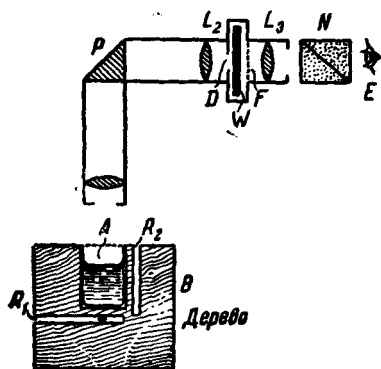


Рис. 1. Установка Черенкова применявшаяся в его первых работах<sup>1</sup>.

В своих первых опытах Черенков использовал очень простую установку, схема которой приведена на рис. 1. Небольшая ампула, содержащая 104 мг радия, была помещена в положение  $R_1$  в деревянном блоке  $B$ , в котором ставился также платиновый тигель  $A$ . Исследуемая жидкость располагалась в  $A$  над радиевым источником. С помощью оптической системы, состоящей из коллиматора  $L_1$ , призмы  $P$  и телескопа  $L_2, L_3$ , можно было наблюдать в  $E$  слабое свечение жидкости вблизи источника. Поле зрения ограничивалось диафрагмой  $D$ ; другими элементами оптической системы были: градуированный клин  $W$  для измерения относительных интенсивностей, фильтры  $F$  различных цветов для грубого спектрального анализа и поляризующая призма Николя  $N$  для исследования поляризации излучения.

Глазом, адаптированным к темноте, Черенков мог измерить относительные интенсивности света 16 чистых жидкостей, среди которых были: дистиллированная вода, парафин, ксилол, толуол, глицерин

и различные спирты. В этих опытах он использовал в качестве критерия момент гашения света оптическим клином. Главные выводы Черенкова сводились к следующему: для всех 16 жидкостей интервал наблюдаемых значений относительных интенсивностей был сравнительно мал (от 65 для изобутилового спирта, до 81 у четырёххлористого углерода и 71 для дистиллированной воды). Было показано, что спектральное распределение излучения мало отличается при переходе от одной жидкости к другой и что излучаемые длины волн концентрируются в синем и фиолетовом участках спектра. Кроме того, было установлено отсутствие уменьшения интенсивности свечения при добавлении к жидкости азотнокислого серебра, иодистого калия или других соединений, известных как сильные тушители флуоресценции. Изменения температуры от комнатной до  $100^{\circ}\text{C}$  не влияло на интенсивность излучения, в то время как хорошо известно сильное влияние температуры, имеющее место в случае флуоресценции. Эти температурные изменения, конечно, давали очень большие вариации вязкости некоторых исследованных жидкостей. В опытах с поляризацией наблюдался небольшой эффект, указывающий на частичную поляризацию, в которой электрический вектор лежал в том же направлении, что и у возбуждающей  $\gamma$ -радиации. В поляризационных экспериментах источник был помещён в положение  $R_2$  на рис. 1 и поворачивался около оси, проходящей через  $A$  и  $P$ . Если обозначить относительные интенсивности лучей, выходящих из николя с вертикальной и горизонтальной ориентацией плоскости поляризации, через  $I_v$  и  $I_h$ , то в опытах Черенкова для отношения  $\frac{I_v + I_h}{I_v - I_h}$  получаются значения, близкие к 10, так что  $I_v/I_h = 1,2$ , т. е. частичная поляризация составляла  $\sim 20\%$ .

#### б) Качественное объяснение явления

Хотя позднее мы ещё вернёмся к обсуждению дальнейших работ Черенкова, но и на этой стадии целесообразно, предвосхищая работу Франка и Тамма<sup>2</sup>, качественно рассмотреть физическую природу и происхождение излучения Черенкова. Если быстрая заряженная частица движется в диэлектрической среде с постоянной скоростью, то связанный с ней электромагнитный импульс временно поляризует среду вблизи траектории частицы. В этом процессе индивидуальные атомы следуют за электромагнитной пульсацией частицы и тем самым сами становятся излучателями электромагнитной волны. В общем случае испускаемые ими волны, идущие от всех частей траектории, интерферируют так, что в точке, находящейся на некотором расстоянии от траектории, интенсивность результирующего поля оказывается равной нулю.

Однако если, как это часто случается, скорость частицы превышает фазовую скорость света в этой среде, элементарные волны,



по сравнению с расстоянием, на котором излучение наблюдается, то свет концентрируется на кривой поверхности конуса, причём распределение интенсивности по углам  $\theta$  должно приближаться к  $\delta$ -функции.

Из всего, что было сказано, должно быть ясно, что это явление до некоторой степени аналогично V-образной ударной волне, наблюдаемой в акустике, когда снаряд летит в воздухе при скорости, превышающей скорость звука. Более простой случай — это образование носовой волны от корабля, движущегося на воде; в этом случае скорость корабля больше, чем скорость волн на поверхности воды.

Возвращаясь к оптическому явлению, нужно ясно представлять себе, что здесь имеются два дальнейших условия, которые должны выполняться в добавление к тем, которые установлены соотношением (1). Во-первых, длина  $l$  пути частицы в среде должна быть велика по сравнению с длиной волны  $\lambda$ -излучения, иначе диффракционные эффекты должны превалировать, и свет будет распространяться в пределах угла  $\theta_{\text{диф}} \sim \lambda/l$ , вместо того чтобы появиться только при одном угле, даваемом соотношением (1). Во-вторых, скорость частицы должна быть постоянной во время её прохождения через среду или, более точно, разности интервалов времени, за которые частица проходит последовательные отрезки пути  $\lambda$ , должны быть малы по сравнению с периодом  $(1/\nu)$  испускаемой волны.

В связи со вторым условием нужно подчеркнуть на этом этапе, что излучение Черенкова не следует отождествлять с излучением, испускаемым ускоряющейся или замедляющейся заряженной частицей, что отвечает «тормозному излучению», каковым являются рентгеновские лучи со сплошным спектром. Мы особенно подчёркиваем это здесь, так как не только Вавилов<sup>4</sup> дал эту впоследствии не подтвердившуюся интерпретацию первоначальных опытов Черенкова, но и значительно позже, даже после работы Франка и Тамма, то же неправильное объяснение этого явления выдвигалось Коллинзом и Рейлингом<sup>5</sup>.

Имеется несколько характерных черт тормозного излучения, которые отличают его от излучения Черенкова<sup>6</sup>.

Во-первых, радиационные потери в процессе тормозного излучения происходят скорее в результате немногих столкновений с переносом больших количеств энергии, а не в результате большого числа столкновений с переносом малых количеств энергии. Большая часть испускаемой радиации при этом процессе имеет квант энергии,

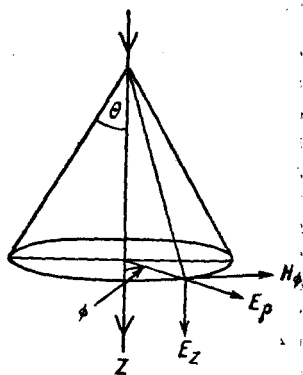


Рис. 3. Образование конуса излучения Черенкова и векторы поляризации.

сравнимый с энергией частицы. Полная энергия, излучаемая в этом процессе, в общем, значительно больше, чем потери в процессе Черенкова, но доля тормозного излучения, приходящаяся на видимую область, совершенно ничтожна. Во-вторых, в то время как интенсивность радиации Черенкова слабо зависит от физических свойств среды и связана лишь с показателем преломления  $n$ , тормозное излучение существенно зависит от атомного номера  $Z$  вещества, будучи пропорционально  $Z^2$ .

Далее, интенсивность излучения Черенкова не зависит от массы частицы, в то время как тормозное излучение обратно пропорционально квадрату массы частицы, т. е. если  $m$  и  $M$  суть соответственно массы электрона и протона, то интенсивности тормозного излучения относятся как  $(M/m)^2$ , что равно  $3,4 \cdot 10^6$ . Коллинз и Рейлинг<sup>5</sup> и Мэзер<sup>7</sup> нашли, что интенсивность излучения Черенкова для электронов и протонов приблизительно одна и та же. Более того, при высоких значениях энергии частицы  $E_0$  тормозное излучение концентрируется внутри конуса с телесным углом  $\Omega \sim mc^2/E_0$  относительно пути частицы, т. е. при больших энергиях частицы угол испускаемой радиации был бы меньше, тогда как для излучения Черенкова должно наблюдаться противоположное. Наконец, процесс тормозного излучения влечёт за собой большие углы отклонения частицы, тогда как из сказанного видно, что в случае излучения Черенкова допустимы лишь очень небольшие изменения направления или скорости частицы без нарушения когерентности, создающей излучение Черенкова.

#### в) Обзор дальнейших работ русских исследователей

Следуя предположению Вавилова, что этот эффект может быть обусловлен тормозным излучением, Черенков в течение следующих

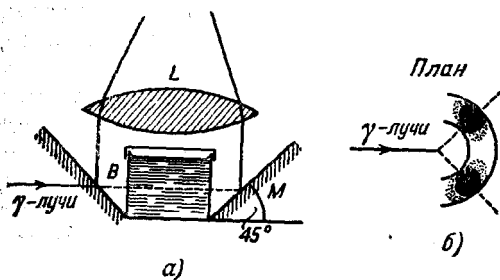


Рис. 4. Первая установка Черенкова для фотографической регистрации явления: а—прибор; б—появление фотографического изображения, полученного на этом приборе<sup>11</sup>.

двух лет поставил серию опытов; часть этой работы была сделана до сообщения Франка и Тамма, а часть — несколько позже. Изучение явления под влиянием магнитного поля выполнено было Черенковым в 1936 г.<sup>8</sup> с источником  $\gamma$ -лучей и кюветы с водой. Этот эксперимент показал, что излучение скорее можно приписать вторичным электронам, возникающим в среде, чем самим  $\gamma$ -лучам. Затем в 1937 г., почти в то же время, когда Франк и Тамм развили свою теорию, появились ещё две ра-

боты. В первой из них<sup>9</sup> сообщалось, что явление наблюдается с  $\beta$ -лучами и во второй<sup>10</sup> было сообщено о простом опыте, который показал на первое время асимметрию интенсивности света по отношению к направлению возбуждающего излучения, как это было предсказано Франком и Таммом. С источником  $\gamma$ -лучей недостаточной параллельности и толстым слоем вещества возможна была лишь грубая проверка соотношения  $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ .

Первые фотографические наблюдения этого эффекта появились в 1937 г.<sup>11</sup> На рис. 4, а показана простая установка, использованная в этих опытах. Источник  $\gamma$ -лучей, эквивалентный 794 мг радия, был помещён с одной стороны от конического зеркала  $M$ , внутри которого имелся тонкостенный стеклянный сосуд  $B$ , наполняемый водой или бензолом. Свет, излучаемый через стенки сосуда, отражался вверх и фокусировался объективом  $L(f:1,4)$  на фотопластинку. При экспозиции 72 часа было получено изображение, в общем виде представленное на рис. 4, б, указывающее на асимметричное распределение света, при котором два участка оказываются более интенсивными, чем остальные.

В 1938 г. были поставлены три более детальных эксперимента для проверки теоретических предсказаний.

1) Спектр излучения исследовался<sup>65</sup> с помощью прибора, изображённого на рис. 5, а.  $\beta$ -лучи от радиевого источника  $Rn$  ( $\sim 100$  мС) в маленькой стеклянной ампуле облучали бензол, налитый в тонкостенный стеклянный сосуд  $V$ . Изображение  $V$  фокусировалось на щель  $S$  одного из двух монохроматоров  $M_1$  и  $M_2$  (поставленных друг за другом). Свет визуально наблюдался в  $E$

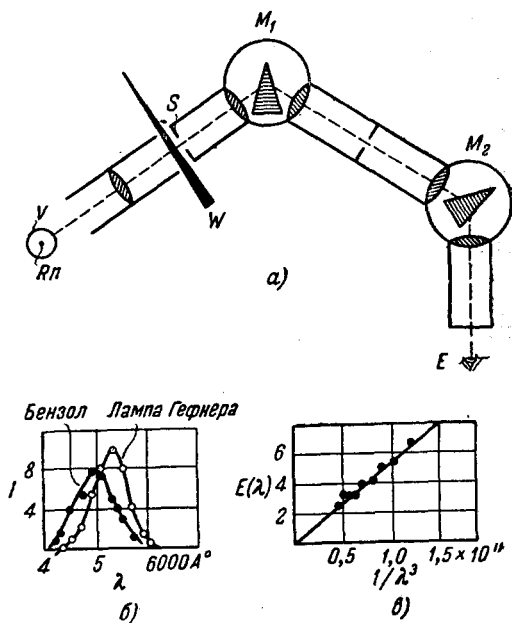


Рис. 5. Опыт Черенкова по определению спектрального распределения излучения<sup>65</sup>: а — спектрометр; б — наблюдаемое распределение интенсивности в сравнении с лампой Гейгера; в — функция интенсивности  $E(\lambda)$ , нанесённая в зависимости от  $1/\lambda^3$ .

и с помощью нейтрального клина  $W$  определялись относительные интенсивности излучения (по методу порога гашения) в интервале длин волн 4300—6000 Å. Затем производилось сравнение со спектром света стандартной лампы Гефнера, которая освещала экран из окиси магния, помещаемый в том же положении, которое вначале занимал источник  $Rn$ .

Кривые распределения энергии этих двух источников приведены на рис. 5, б. Из известного спектрального распределения лампы Гефнера и двух измеренных кривых была получена кривая истинного распределения излучения, возникающего в бензоле, ( $E\lambda$ ). При построении кривой  $E(\lambda)$  в зависимости от  $1/\lambda^3$  (см. рис. 5, в) видно прекрасное совпадение эксперимента и теории (закон  $1/\lambda^3$  выводится в следующем разделе).

2) Затем была измерена абсолютная интенсивность излучения<sup>12</sup> с помощью устройства, показанного на рис. 6. Был использован радонный источник ( $\sim 150$  mC); он был запаян в ампулу  $Rn$  и помещён в центре малого сферического сосуда  $V$ , наполненного водой. Сосуд  $V$  был расположен вблизи поверхности

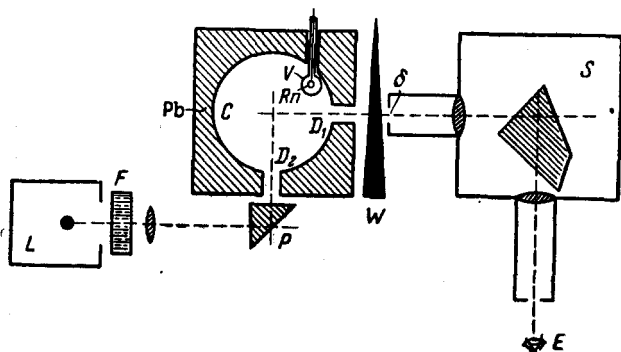


Рис. 6. Установка, применённая Черенковым для определения абсолютных интенсивностей излучения Черенкова<sup>12</sup>.

интегрирующей сферической полости  $C$  (внутренняя поверхность которой была покрыта окисью магния). Сама полость была сделана внутри свинцового блока  $Pb$ , который предохранял наблюдателя от интенсивного  $\gamma$ -излучения источника. Излучение Черенкова, возникающее в воде в предположении равномерного распределения по сферической поверхности  $C$  и выходящее из отверстия  $D_1$ , наблюдалось визуально в  $E$  через спектрометр постоянного отклонения  $S$ .

При подходящем выборе ширины щели  $\delta$  наблюдалась полоса с интервалом длин волн 5360—5560 Å и центром при  $\lambda \approx 5460$  Å (длина волны зелёной линии ртутного спектра). Клин  $W$  использовался

и в этом случае для определения порогового гашения. Производилось сравнение с интенсивностью, даваемой ртутной лампой  $L$ , свет которой попадал в интегрирующую сферу через отверстие  $D_2$  и призму  $P$ . Абсолютная интенсивность света измерялась термостолбиком, помещаемым внутри  $C$  над отверстием  $D_2$ ; жидкий фильтр  $F$  поглощал всё, кроме зелёной части спектра. Термостолбик калибровался, в свою очередь, по лампе Гефнера.

В этих опытах абсолютная интенсивность излучения была найдена равной  $4,1 \cdot 10^{-4}$  эрг/сек/1 мС радона. Интенсивность, вычисленная из теории Франка и Тамма при тех же условиях, составляет  $3,5 \cdot 10^{-4}$  (в тех же единицах), что можно считать замечательно хорошим согласием с экспериментальным значением. В приложении теории к этой специальной проблеме были приняты во внимание изменение величины  $\beta$  вдоль пути электронов и распределение энергии  $\beta$ -частиц источника.

Были измерены также интенсивности излучения в различных жидкостях по отношению к интенсивности в воде; результаты этих опытов сведены в табл. I и сопоставлены с вычисленными значениями.

Таблица I

| Жидкость                   | Формула      | $n$   | Относительная интенсивность |         |
|----------------------------|--------------|-------|-----------------------------|---------|
|                            |              |       | эксперим.                   | вычисл. |
| Вода . . . . .             | $H_2O$       | 1,334 | 1,0                         | 1,0     |
| Бензол . . . . .           | $C_6H_6$     | 1,505 | 1,93                        | 1,92    |
| Циклогексан . . . . .      | $C_6H_{12}$  | 1,433 | 1,61                        | 1,77    |
| Сероуглерод . . . . .      | $CS_2$       | 1,637 | 1,68                        | 1,70    |
| Изобутиловый спирт . . . . | $C_4H_{10}O$ | 1,398 | 1,40                        | 1,57    |
| Четырёххлористый углерод   | $CCl_4$      | 1,468 | 1,03                        | 1,00    |

3) Зависимость  $\theta$  от  $n$  и  $\beta$ . В заключение этой серии экспериментов перед войной Черенков применил уже описанную фотографическую методику<sup>11</sup> для исследования зависимости  $\theta$  от  $n$  и  $\beta$ <sup>13</sup>. В этой работе он использовал  $\gamma$ -лучи и от радия<sup>14</sup> и от  $ThC''$ <sup>13</sup>, измеряя углы  $\theta$  по микрофотометрическим записям. Изменения  $\theta$  в зависимости от  $\beta$  были получены путём определения энергий двух источников  $\gamma$ -лучей и теории комптоновского рассеяния Клейна — Нишины<sup>6</sup>. Изменения  $\theta$  с  $n$  изучалось на примере четырёх жидкостей: вода, циклогексан, бензол и лимоннокислый этил.

В обоих случаях получилось хорошее совпадение с теорией. Черенков опубликовал обзор своих ранних работ в 1937 г.<sup>14</sup>

## II. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

## а) Теория Франка и Тамма

Здесь мы кратко обрисует теоретическую интерпретацию явления, разработанную Франком и Таммом <sup>2</sup>. Эти авторы показали на основе чисто классической теории, что «электрон, движущийся в среде, испускает свет, даже если он движется равномерно, в том случае, когда его скорость больше, чем скорость света в этой среде». Так как Франк и Тамм применили свою теорию к испусканию излучения в видимой области (т. е. части спектра, для которой длины волн излучения были гораздо больше, чем размеры излучающих молекул среды), то можно было использовать методы, хорошо разработанные в электромагнитной теории Максвелла и Лоренца, и трактовать среду макроскопически.

Мы начнём с динамического соотношения между поляризацией  $P$  и напряжённостью поля  $E$ , а именно:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \sum \omega_s^2 P_s = \alpha E, \quad (3)$$

где  $\omega_s$  — частоты молекулярных осцилляторов среды и  $\alpha$  — постоянная для данной среды.

Разлагая затем все переменные поля в интегралы Фурье, для того чтобы представить компоненты электромагнитной пульсации, связанной с движущейся частицей, т. е.

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\omega} e^{i\omega t} d\omega, \quad P = \int_{-\infty}^{+\infty} P_{\omega} e^{i\omega t} d\omega \quad \text{и т. д.}, \quad (4)$$

получаем соотношение между  $P$  и  $E$  в зависимости от показателя преломления  $n$  среды, а именно:

$$4\pi P_{\omega} = (n^2 - 1) E_{\omega}. \quad (5)$$

Пренебрегая поглощением света в среде, считая  $n$  действительным и предполагая, что проводимость среды (и её магнитная восприимчивость) равна нулю, мы получаем следующие уравнения для вычисления напряжённости электрического и магнитного полей  $E$  и  $H$  из векторного и скалярного потенциалов  $A$  и  $\varphi$ :

$$\left. \begin{aligned} H_{\omega} &= \text{rot } A_{\omega}, \\ E_{\omega} &= -\nabla \varphi_{\omega} - \frac{1}{c} \frac{\partial A_{\omega}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Уравнения, которые определяют эти потенциалы, таковы:

$$\nabla^2 A_{\omega} + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} A_{\omega} = -\frac{4\pi}{c} I_{\omega} \quad (7)$$

и

$$\operatorname{div} \mathbf{A}_\omega + \frac{i\omega}{c} n^2 \varphi = 0, \quad (8)$$

где  $\mathbf{I}_\omega$  — плотность тока.

Эти уравнения Максвелла затем решаются и после внесения граничных условий, остаются только три компоненты векторов поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , которые не исчезают в случае решения для  $\beta n > 1$ . Решение при  $\beta n < 1$  мало интересно для нас, так как в этом случае поле электрона убывает экспоненциально с расстоянием от оси и поэтому излучение места не имеет.

Три компоненты в цилиндрических координатах  $z$ ,  $\rho$  и  $\varphi$ , в которых ось  $z$  совпадает с траекторией частицы, могут быть написаны в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} H_\varphi &= -\frac{a}{\sqrt{\rho}} \int \sqrt{s} \, d\omega \cos \chi, \\ E_\rho &= -\frac{a}{c \sqrt{\rho}} \int \frac{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}}{\beta^2 n^2} \frac{\omega d\omega}{\sqrt{s}} \cos \chi, \\ E_z &= +\frac{a}{c \sqrt{\rho}} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{\omega d\omega}{\sqrt{s}} \cos \chi, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{e}{c} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad \text{и} \quad \chi = \omega \left( t - \frac{z \cos \theta + \rho \sin \theta}{c/n} \right) + \frac{\pi}{4} \\ \text{и} \quad s^2 &= \frac{\omega^2}{v^2} (\beta^2 n^2 - 1). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В этих уравнениях  $e$  и  $v$  означают соответственно заряд и скорость частицы. Расположение компонент векторов показано на рис. 3. В этой элементарной теории сделано три предположения:

1) что свет наблюдается на расстоянии  $d$ , большом по сравнению с длиной волны  $\lambda$  излучения;

2) что скорость частицы существенно постоянна на расстояниях, сравнимых с  $\lambda$ ;

3) что длина пути  $l$  велика по сравнению с  $\lambda$ .

Мы хотим теперь получить выражение для полной энергии, освобождаемой в этом процессе на единицу длины пути электрона. Уравнения (9) могут быть проинтегрированы только в области положительных  $\omega$ , и мы ограничимся только пределами частот, определяемыми условием  $\beta n(\omega) \geq 1$ . Полная энергия  $W$ , излучаемая электроном через поверхность цилиндра длины  $l$  (ось цилиндра совпадает с путём частицы), даётся выражением

$$W = 2\pi \rho l \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}\mathbf{H}]_\rho \, dt. \quad (11)$$

С помощью формулы

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \cos(\omega t + \alpha) \cos(\omega' t + \beta) dt = \pi \delta(\omega - \omega')$$

получается следующее выражение для излучаемой энергии:

$$W = \frac{e^2 l}{c^2} \int_{\beta n > 1} \omega d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right). \quad (12)$$

Интересно сразу же получить цифровое значение порядка величины эффекта для сравнения с другими источниками потерь энергии заряженной частицы, проходящей через вещество. Подставляя в (12) приближенное значение  $n^2$ , определяемое уравнениями

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{B}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad n^2(0) = \epsilon = 1 + \frac{B}{\omega_0^2}, \quad (13)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $B$  — другая постоянная и  $\omega_0$  — некоторая средняя частота молекул среды, и интегрируя от  $\omega = 0$  до  $\omega = \omega_0$ , мы получаем потери энергии на единицу пути для быстрого электрона ( $\beta \sim 1$ )

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2 \omega_0^2}{2c^2} (\epsilon - 1) \lg\left(\frac{\epsilon}{\epsilon - 1}\right). \quad (14)$$

Предполагая  $\omega_0 \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ , находим, что  $\frac{dW}{dl}$  имеет порядок нескольких килоэлектронвольт на сантиметр.

Спектральное распределение. Из выражения (12) можно вывести спектральное распределение излучения. Обычно при этом предполагается, что показатель преломления постоянен на протяжении видимой области спектра. Если принять это допущение, то можно получить выражение для величины излучаемой энергии на единицу длины пути

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \int_{\beta n > 1} \omega d\omega, \quad (15)$$

которое, поскольку энергия кванта равна  $h\nu$  и  $\omega = 2\pi\nu$ , может быть представлено в виде

$$\frac{dN}{dl} = \frac{e^2}{\hbar c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\omega$$

квантов на единицу пути между  $\omega$  и  $d\omega$ , (16)

где

$$\hbar = h/2\pi.$$

Если выразить это как распределение энергии в шкале длин волн, то мы получим:

$$\frac{dW}{d\lambda} = 4\pi^2 e^2 \sin^2 \theta \left( \frac{1}{\lambda^3} \right) d\lambda. \quad (17)$$

Из этого выражения видно, что свет будет концентрироваться в фиолетовом конце спектра.

### б) Углубление элементарной теории

Вслед за работой Франка и Тамма появилась более сложная и более детальная разработка той же проблемы в работе Тамма<sup>15</sup>.

В этой работе найдено более строгое доказательство основного соотношения (1) и даётся более детальное обсуждение выражений для интенсивности и спектрального распределения. Выражения для поля возбуждённого электрона внутри и вне конуса излучения выводятся для недиспергирующей, а затем для диспергирующей сред. В добавление к этому проблема решалась с точки зрения наблюдателя, движущегося вместе с частицей, для того чтобы получить выражения для сил, действующих на электрон в системе отсчёта, в которой он покоится. Наконец, исследовались эффекты ионизации, замедляющие частицу, и другие процессы, т. е. были установлены условия, при которых можно было пренебречь влиянием ускорения электрона на его когерентную радиацию. Это условие постоянства скорости может быть выражено следующим соотношением:

$$T \frac{dv}{dt} \ll \left( \frac{c}{n} \right), \quad (18)$$

где  $T$  — период рассматриваемой волны и  $dv/dt$  — замедление электрона. Другими словами, это означает, что изменение  $\beta n$  за один период  $T$  должно быть всегда значительно меньше единицы. Это условие на практике всегда легко удовлетворяется в видимой области, даже для главного источника потерь, а именно ионизационных потерь, которые составляют  $\sim 2 \text{ Мэв}/2/\text{см}^2$ .

В связи с малой величиной потерь энергии в эффекте Черенкова Тамм в своей статье указал, что полная интенсивность когерентной видимой радиации совершенно незначительна по сравнению с обычным процессом тормозного излучения. Возможность экспериментального обнаружения излучения связана лишь с различиями в спектральном распределении двух типов излучения, и это различие таково, что в видимой области когерентная радиация действительно гораздо интенсивнее, чем интенсивность тормозного излучения.

Особенно интересный вывод получается из работы Тамма, если мы положим  $n=1$  и получим выражение для потери энергии

электрона при движении с постоянной скоростью в вакууме. Мы можем здесь кратко рассмотреть этот гипотетический случай для точечного заряда и среды без дисперсии, для которой  $n = \text{const}$ . Потеря энергии, даваемая выражением (12), в общем случае конечна для показателя преломления, уменьшающегося до единицы и даже ниже единицы (рентгеновские лучи), так что интеграл тем самым становится конечным, излучение обрезается при длине волны  $\lambda$ , для которой  $n = 1$ . Если теперь  $n = \text{const}$ , потеря энергии должна быть бесконечной. Это расхождение исключается, если мы примем во внимание конечные размеры электрона, так как мы можем предположить, что излучение ограничивается волнами, которые больше «диаметра»  $d$  классического электрона. Интегрируя (12) от  $\omega = 0$  до  $\omega = c/nd$  (т. е. от  $\lambda = \infty$  до  $\lambda/2\pi = d$ ), получаем:

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{2n^2d^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right). \quad (19)$$

Этот результат, полученный Таммом, очень напоминает выражение полученное пятьдесят лет тому назад Зоммерфельдом<sup>16</sup> при изучении парадокса самовзаимодействия движущегося электрона в вакууме. Зоммерфельд рассчитал векторную сумму электромагнитных сил взаимодействия всех элементов жесткого сферического электрона и нашёл, что результирующая сила  $F$  исчезает (в случае вакуума, для которого  $n = 1$ ) только в том случае, если  $v < c$ , но равна

$$F = -\frac{9e^2}{4\pi d^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2} \right), \quad (20)$$

если  $v > c$ . Из этого он сделал заключение, что электрон может сохранять своё состояние постоянной скорости, большей скорости света, только если будет действовать некоторая внешняя сила  $F$ , которая будет направлена противоположно силе (20). Он заключил далее, что работа этой внешней силы должна превращаться в излучение, так что в наших обозначениях  $F = \frac{dW}{dl}$ . Легко видеть, что его уравнение (20) отличается от уравнения Тамма лишь численным множителем. Можно заметить, конечно, что работа Зоммерфельда была выполнена до установления специальной теории относительности, когда рассматривать скорости частицы, превышающие скорость света  $c$ , считалось возможным.

Интересно также отметить, что Клейн и Зоммерфельд<sup>17</sup> несколько позднее, изучая волновое сопротивление, испытываемое снарядами, движущимися со скоростями, превышающими скорость звука, получили уравнение, аналогичное уравнению для оптического случая.

Вслед за решением проблемы для изотропной среды Гинзбург<sup>18</sup> распространил теорию на случай электрона, движущегося с по-

стоянной скоростью через кристалл. В этом случае получается, что излучение имеет более сложный характер; вместо одного круглого конуса лучей, наблюдаемого в изотропном теле, здесь в общем должны наблюдаться два некруглых конуса лучей и интенсивность излучения не будет одинаковой на разных образующих этих конических поверхностей. Поляризация излучения также отличается от поляризации в случае изотропной среды. Гинзбург вычислил форму конической поверхности, интенсивность и поляризацию излучения в одноосном кристалле для двух случаев, когда электрон движется вдоль оптической оси и перпендикулярно к ней. Он заключает кратким описанием явлений, которые можно ожидать в более сложном случае двуосных кристаллов.

Танака<sup>19</sup> решил более общую проблему, в которой направление движения электрона происходит под произвольным углом по отношению к оптической оси одноосного кристалла.

Франк<sup>20</sup> рассмотрел интерференционные явления, которые можно ожидать в излучении Черенкова и особенности которых обусловлены большим углом расхождения световых волн.

Угловое распределение излучения Черенкова. Как будет показано несколько позднее, имеются экспериментальные пределы разрешения, достигаемого при измерении углов  $\theta$  (см. (1)), и поэтому точность, с которой могут быть найдены скорости заряженных частиц, ограничена. Не считая этих практических пределов разрешения, Ли<sup>21</sup> указал, что здесь имеется естественный источник разброса значений  $\theta$  даже для частиц одинаковой энергии и бесконечной длины пути; это вытекает из следующего: при более детальном изучении эффекта следует предположить, что скорость частицы изменяется небольшими скачками при испускании фотонов. Шифф<sup>22</sup> вычислил распределение  $I(\theta)$  для разброса в направлении излучения фотонов около значения  $I(\theta_0)$  где  $\theta_0$  — угол, обычно обозначаемый через  $\theta$  в формуле (1),  $I(\theta)$  получается в виде

$$I(\theta) = I(\theta_0) \frac{\sin^2 y}{y^2}, \quad (21)$$

где

$$y = 2\pi \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{1}{\beta n} - \cos \theta \right],$$

а  $\lambda$  и  $l$ , так же как и ранее, — длина волны и эффективная длина пути. Можно сразу же заметить, что для бесконечной длины пути, т. е.  $l \rightarrow \infty$ ,  $I(\theta)$  стремится к  $\delta$ -функции, выводимой из простой элементарной теории. Для конечного  $l$  полуширина распределения  $\Delta\theta \left( \frac{1}{2} \right)$  около максимального значения  $\theta_0$  определяется условием  $\sin y = y/\sqrt{2}$ , т. е.

$$\frac{2\pi n l}{\lambda} \sin \theta_0 \Delta\theta \left( \frac{1}{2} \right) \sim 160^\circ. \quad (22)$$

Ли указал, что в этом анализе под  $l$  должна подразумеваться не полная длина пути в среде, но длина пути вдоль траектории частицы между двумя последовательными испусканиями фотонов. Из теории Франка и Тамма следует, что средняя свободная длина пробега равна  $l_{\text{ср}} \approx 10^{-3}$  см для среды с  $n_{\text{ср}} = 1,5$  (в пределах длин волн 2000 — 20 000 Å) и электронного пучка с энергиями 0,5 Мэв. В видимой области мы, таким образом, получаем:

$$\Delta\theta\left(\frac{1}{2}\right) \sim \frac{1^\circ}{\sqrt{1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}}} \sim 2^\circ.$$

Этот угол по порядку величины совпадает с углом, получающимся из вычислений Гинзбурга<sup>18</sup> для разделения двух конусов в случае анизотропных сред. Ли предположил, что этот результат может объяснить, почему ни Уайкоф и Гендерсон<sup>23</sup> ни Гардинг и Гендерсон<sup>24</sup> не смогли наблюдать двойного конуса в опытах с электронами, проходящими через слюду; он также указал на то, что хроматическое разделение фотонов никогда не может наблюдаться. Из уравнения (1), пренебрегая уменьшением  $n$  с  $\lambda$ , можно видеть, что должны получаться конусы синего света вне конусов красного света. Мэзер<sup>7</sup> после этого наблюдал полуширину изображения Черенкова меньшую, чем естественная полуширина, вычисленная выше, и обнаружил также хроматическую дисперсию. В последнем сообщении Ли<sup>25</sup> указал, что его первая оценка естественного разброса является завышенной, так как он предполагал нулевую когерентность между элементарными волнами, идущими от отдельных элементов пути  $l$ . На самом деле здесь имеется значительная частичная когерентность элементарных волн, идущих от последовательных элементов пути, что приводит к эффективному значению  $l$ , имеющему промежуточное значение между средней длиной свободного пробега  $\sim 10^{-3}$  см и физической длиной пути через среду, которая во многих случаях составляет  $\sim 10^{-1}$  или больше.

Имеется другой эффект конечного значения  $l$ , влияющий на характеристику излучения, о чём здесь также нужно упомянуть. При выводе (1) и (12)  $l$  предполагалось бесконечным и, как уже было указано, не получается излучения ниже порога скорости  $v = c/n$ . Однако для конечного  $l$ , когда  $v < c/n$ , исчезает максимум интенсивности излучения, а не само излучение, полная интенсивность которого непрерывно уменьшается со скоростью электрона за порогом  $c/n$ .

Влияние многократного рассеяния и дифракции на конечную ширину изображения в эффекте Черенкова детально изучалось в недавнем сообщении Дедрика<sup>26</sup>.

Вслед за математической трактовкой эффекта Черенкова, данной Франком и Таммом, появились и другие работы: Шиффа<sup>22</sup>, Ферми<sup>27</sup>, Бека<sup>28</sup> и Таниути<sup>29</sup>.

В работе Ферми излучение Черенкова выступало как доля полной потери энергии частицы (проходящей через конденсированную среду), входящая в число энергетических потерь, вычисляемых из теории ионизации<sup>30</sup>. Работы по теории ионизационных потерь при релятивистских энергиях и связанных с этим поляризационных эффектов также были выполнены Шенбергом<sup>31</sup>.

Бек решает задачу более общим путём, чем Тамм, так как он предполагает, что электрон движется с постоянной скоростью в вакууме перед тем, как он входит в диэлектрик. В этом случае, кроме обычного излучения Черенкова, получается ещё дополнительный радиационный член в уравнениях поля, который даёт начало эффекту в точке входа частицы в среду. Это излучение иногда называют излучением перехода. Для малых скоростей частиц его интенсивность незначительна, но при высоких скоростях оно может стать наблюдаемым при подходящих условиях. Число фотонов  $dN$  в интервале длин волн  $d\lambda$ , связанных с этим излучением перехода, даётся выражением

$$dN \approx \frac{4ne^2\beta^2}{\pi\hbar c} \frac{\sin^3 \theta d\theta}{[1 - n^2\beta^2 \cos^2 \theta]^2} \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (23)$$

которое показывает, что здесь имеется резкий максимум в направлении вперёд под углом

$$\theta = \left[ \frac{6}{5} (1 - \beta^2 n^2) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (24)$$

Интегрируя по всем углам, чтобы получить полную энергию, испускаемую в этом процессе на единицу частотного интервала, получаем:

$$dW = \hbar \nu dN = \frac{2e^2}{\hbar c} \left[ \frac{1}{2} (1 + \beta^2 n^2) \lg \left( \frac{1 + n\beta}{1 - n\beta} \right) - n\beta \right] h d\nu. \quad (25)$$

Абсолютное значение энергетического выхода энергии вблизи критической скорости  $v = c/n$  порядка одного фотона видимой области на 100 падающих электронов. Кажется, не было отмечено наблюдений этого явления, что не удивительно ввиду крайне малой интенсивности этого излучения. Самая последняя работа по изучению отношения эффекта Черенкова к потерям энергии релятивистских частиц была сделана Будини<sup>32,33</sup>, который предсказал логарифмическое возрастание выхода излучения при ультрарелятивистских энергиях в плотных средах, аналогичное увеличению ионизационных потерь при таких энергиях. Он получил выражение для потерь на излучение, подобное тому, которое вывели Франк и Тамм, но содержащее дополнительные члены при высоких энергиях. Штернгеймер<sup>34</sup> также рассмотрел этот эффект по отношению к ионизационным потерям.

в) Квантовая трактовка явления  
и «магнитное» излучение Черенкова

В классической теории Франка и Тамма предполагалось, что скорость частицы постоянна за время испускания света, другими словами, обратным действием испускаемой радиации на частицу пренебрегалось. Квантовая трактовка явления была дана Гинзбургом<sup>35</sup>. В этой работе была принята во внимание «отдача», испытываемая частицей вследствие испускания фотона. Первым результатом, полученным в этой теории, явилось выражение для условий когерентности, которое слегка отличалось от первоначально полученного из классической теории (1). Этот результат идентичен с полученным позднее Коксом<sup>36</sup> из элементарного рассмотрения сохранения количества движения и энергии.

Пусть  $u$  — скорость частицы (массы покоя  $m$ ) в среде до эмиссии фотона. Будем считать, что в некоторой части её пути испускается фотон  $h\nu$  под углом  $\theta$  по отношению к первоначальному направлению частицы и что это ведёт к мгновенной потере части энергии, так что после этого частица движется со скоростью  $v$  под углом  $\varphi$  по отношению к первоначальному направлению.

Закон сохранения количества движения ведёт к следующим уравнениям:

$$mv \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \cos \varphi + \frac{h}{\lambda} \cos \theta = mu \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (26)$$

и

$$mv \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \sin \varphi - \frac{h}{\lambda} \sin \theta = 0, \quad (27)$$

в то время как требование сохранения энергии даёт

$$mc^2 \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = mc^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + h\nu. \quad (28)$$

Исключая  $\varphi$  и  $v$  и полагая  $\nu = c/n\lambda$ , где  $n$  — показатель преломления среды, получаем:

$$\cos \theta = \frac{c}{nu} + \frac{h \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) (n^2 - 1)}{2mun^2\lambda}, \quad (29)$$

что в свою очередь может быть написано в виде

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} + \left(\frac{\lambda}{\lambda}\right) \left(\frac{n^2 - 1}{2n^2}\right), \quad (30)$$

где  $\Lambda$  — длина де-бройлевской волны частицы  $\lambda = \frac{h \sqrt{1 - \beta^2}}{m v}$  и  $\lambda$  — длина волны фотона. Можно видеть, что выражение (30) отличается от первоначального соотношения Черенкова (1) появлением второго члена. Так как практически  $\Lambda$  всегда много меньше  $\lambda$ , то отклонения от классической формулы незначительны.

Далее, Гинзбург вычислил потерю энергии с помощью квантовой теории и рассмотрел три случая: электрон без магнитного момента, частица, не имеющая электрического заряда, но обладающая магнитным моментом, и электрон с магнитным моментом. Для немагнитного электрона результаты совпадают с классическими.

Результаты для частицы с нулевым зарядом и с магнитным моментом интересны, так как время от времени высказывались предположения, что эффект Черенкова в случае движущегося магнитного диполя может быть использован для обнаружения быстрых нейтральных частиц.

Для «магнитного» излучения от незаряженного магнитного диполя с моментом  $\mu$ , движущегося со скоростью  $v$ , Гинзбург получил следующее выражение для потери энергии:

$$W_{\mu} = \frac{\mu^2 l}{v^2 c^2} \int \omega^3 d\omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) n^2 \quad (31)$$

при условии, что вектор дипольного момента  $\mu$  параллелен направлению частицы. Сравнивая это с (12) для заряженной частицы, мы находим:

$$\frac{W_{\mu}}{W} \sim \left(\frac{\mu \omega n}{e v}\right)^2. \quad (32)$$

Если мы положим  $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$  CGSE,  $v = 2 \cdot 10^{10}$  см/сек,  $n = 1,6$ ,  $\mu = 10^{-20}$  эрг·г<sup>-1</sup> и дадим  $\omega$  её максимальное значение  $10^{15}$  сек<sup>-1</sup>, то мы получим  $W_{\mu}/W \sim 2,5 \cdot 10^{-12}$ . Если  $\mu$  перпендикулярно к  $v$ , то мы получаем:

$$\frac{W_{\mu}}{W} = \frac{2\mu \omega n}{e v} \sim 3 \cdot 10^{-6}. \quad (33)$$

Во всяком случае видно, что практической возможности обнаружения «магнитного» эффекта Черенкова не имеется.

Результаты Гинзбурга показывают, что для нерелятивистского магнитного электрона, описываемого уравнениями Паули и Дирака, соотношения, вытекающие из квантовой теории, отличаются от тех, которые получаются по классической теории, в то время как в крайней релятивистской области результаты совпадают с тем, что можно получить для классического немагнитного электрона.

Более общая трактовка эффекта, основанная на квантовой электродинамике, дана Джочем и Уотсоном<sup>37, 38</sup>, которые исследовали

два случая: когда среда покоится по отношению к наблюдателю и частица движется с постоянной скоростью и обратный случай, когда частица в покое и среда движется.

Результаты, полученные ими как для среды без дисперсии, так и для диспергирующей среды, совпадают в основных чертах с результатами Кокса и Франка и Тамма.

г) Заряженная частица, движущаяся вблизи поверхности диэлектрика; излучение Черенкова как возможный источник микроволн

Гинзбург<sup>39, 40</sup> показал, что излучение Черенкова должно наблюдаться, когда заряженная частица движется вблизи поверхности диэлектрика параллельно ей. Излучение в этом случае должно содержать все длины волн, которые велики по сравнению с расстоянием между траекторией частицы и поверхностью. Очевидным обобщением этого может быть такой случай, когда частица направляется в эвакуированный канал круглого сечения в диэлектрике. Для возникающего излучения должны быть выполнены условия  $d \leq 0,1 \lambda/n$ . Таким путём было бы возможно получить излучение Черенкова в отсутствии потерь на ионизацию, но по практическим причинам это не было бы неосуществимо в области оптических длин волн.

Мы уже видели, что спектр излучения Черенкова обрывается в области рентгеновских лучей вследствие аномальной дисперсии, однако с длинноволновой стороны такого предела нет, при условии, конечно, что среда свободна от полос поглощения в этой области. Гинзбург далее указал на то, что должна наблюдаться микроволновая радиация Черенкова и что, возможно, она может давать источники значительной мощности в области длин волн, которые обычно трудно получить другими средствами.

Рассмотрим полосу  $d\lambda$  с центром у  $\lambda \sim 1$ , так что  $\omega = 2 \cdot 10^{12}$  и  $d\omega = 2 \cdot 10^{11}$ , тогда по формуле (12) энергия излучения, испускаемая в этой полосе,  $\Delta W$  должна быть равна

$$\Delta W = \frac{e^2 l}{2c^3} \omega d\omega, \quad (34)$$

если предположить, что  $\beta n$  гораздо больше единицы и что мы можем пренебречь дисперсией. Для отдельного электрона при длине пути 20 см и при указанных выше значениях  $\omega$  и  $d\omega$  мы получаем величину  $10^{-15}$  эрг для  $\Delta W$ . Конечно, эту совсем незначительную энергию можно увеличить во много раз, если применить поток электронов, а если этот поток сконцентрировать, то можно добиться ещё большего успеха. Если ширина пучка мала по сравнению с  $\lambda$ , то излучение от отдельных электронов пучка будет когерентным и  $e$  в формуле (34) в таком случае заменится  $\nu e$ , где  $\nu$  — число

электронов в пучке. Если через систему проходит  $N$  пучков в секунду, то излучаемая мощность  $\Delta U$  будет

$$\Delta U = \frac{e^2 l}{2c^2} v^2 N \omega d\omega = 8 \cdot 10^{-22} l v \omega d\omega \text{ эрг/сек}, \quad (35)$$

где  $l$  — средняя сила тока, равная  $evN$ , выраженная в амперах. Если мы примем допустимое значение для тока  $l = 10^{-2} \text{ а}$  и  $v = 10^9$ , то получим  $\Delta U = 6 \text{ квт}$ . Гинзбург предлагает, чтобы была использована среда с весьма высокой диэлектрической постоянной  $\epsilon$  порядка 50, так что  $n = 7$ ; энергия электрона  $V$ , необходимая для того, чтобы удовлетворять условию  $\beta n > 1$ , была бы тогда не чрезмерно велика; для  $n = 7$   $V \sim 10 \text{ кв}$ . Спектр должен быть непрерывным и должен иметь заметный максимум при  $\lambda_{\text{макс}} \sim dn$ . С длинноволновой стороны этого максимума спектр должен следовать формуле (17), в то время как с коротковолновой стороны расстояние частицы от диэлектрика должно лимитировать когерентность излучения.

Абель<sup>41</sup> исследовал предложение Гинзбурга с большой детальностью. Он рассмотрел частный случай цилиндрического волновода, частично нагруженного диэлектрической средой, и затем рассмотрел спектральное распределение излучения Черенкова, вызываемого электрическим зарядом, движущимся вдоль оси. Излучение концентрируется разными способами соответственно естественным частотам колебаний свободных волн в волноводе. Абель затем описывает, как можно было бы концентрировать значительную долю энергии в одном определённом оберitone, и, наконец, обсуждает возможность создания усилителя для микроволновой области, основанного на этих принципах.

Несомненно, что надо будет преодолеть значительные технические трудности, прежде чем этот метод возбуждения микроволн станет практически приемлемым.

### III. БОЛЕЕ ПОЗДНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ

#### (а) Опыты с искусственно ускоренными частицами

После ранних работ русских исследователей прошёл некоторый промежуток времени, в течение которого был сделан лишь небольшой прогресс в этом направлении.

Несомненно, что главной причиной этого послужила мировая война. В возобновлении и расширении работ в послевоенный период сыграли роль два фактора: развитие ускорителей, которые давали огромное количество моноэнергетических частиц, и изобретение фотоумножителей, которые были первыми приборами, достаточно чувствительными для того, чтобы отмечать отдельные фотоны

с достаточной эффективностью. В этом разделе мы дадим краткий обзор и обсуждение экспериментальных работ, определяемых указанными факторами, за этот период.

Коллинз и Рейлинг<sup>5</sup> применили электроны с энергиями 2 Мэв от электростатического генератора для исследования этого излучения. Их электронный пучок, который был более монохроматичным по сравнению с источниками  $\beta$ -лучей, применявшимися ранее Черенковым, был сделан параллельным и падал на тонкие плёнки из различных веществ, помещённых на оси конического зеркала, в установке, показанной на рис. 7, а. С пучком, сила тока которого составляла около 10 мка, можно было получить изображения гораздо большей интенсивности, чем те, которые наблюдались ранее Черенковым. Благодаря малому разбросу величин энергии, хорошей

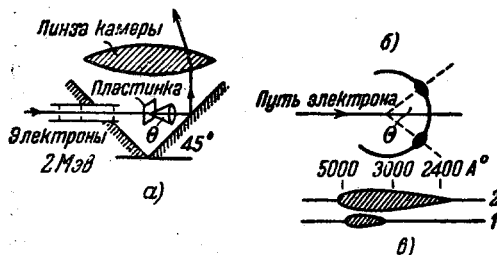


Рис. 7. Опыты Коллинза и Рейлинга<sup>5</sup>: а — прибор; б — места появления фотографического изображения; в — зарегистрированный фото-пленкой спектр излучения Черенкова (2) в сравнении со спектром вольфрамовой лампы (1).

коллимации электронов и низким потерям энергии в тонких плёнках эти авторы могли получить изображения с хорошим угловым разрешением в  $\theta$ , что видно из рис. 7, б. Они исследовали излучение от стекла, слюды и целлофана, а также от воды. Тонкие плёнки воды получались посредством внесения её в малое отверстие в медной пластинке. Результаты опытов Коллинза и Рейлинга сводятся к следующему.

1) Была найдена зависимость угла  $\theta$  от показателя преломления  $n$  для электронов одинаковой энергии и сопоставлена с соотношением (1). Эти результаты даны в табл. II.

Таблица II

| Среда              | Толщина,<br>см | $n$  | $\theta_{\text{набл}}$ | $\theta_{\text{вычисл}}$ |
|--------------------|----------------|------|------------------------|--------------------------|
| Слюда . . . . .    | 0,002          | 1,59 | 53°30'                 | 52°10'                   |
| Стекло . . . . .   | 0,006          | 1,47 | 45°15'                 | 46°30'                   |
| Целлофан . . . . . | 0,002          | 1,54 | 50°0'                  | 49°22'                   |

В этих опытах плёнка, в свою очередь, монтировалась в двух положениях под углом 45° по отношению к электронному пучку

и в наблюдаемые положения максимумов вносились поправки на преломление на поверхности плёнки.

2) Были получены спектры излучения в случае воды, алкоголя и бензола (рис. 7, в). Для этих целей жидкости помещались в очень тонкий кварцевый шарик, вносимый в электронный пучок. Спектры снимались на кварцевом спектрографе с дисперсией  $30 \text{ \AA/мм}$  при  $3500 \text{ \AA}$ . Для всех трёх жидкостей спектры получались одинаковыми, интенсивными в сине-фиолетовой области, не содержащими каких-либо линий или полосатой структуры, даже при визуальном исследовании со спектроскопом с дисперсией  $45 \text{ \AA/мм}$  и узкой щелью.

3) Абсолютное измерение интенсивности излучения от кварцевого шарика  $d = 0,5 \text{ см}$ , наполненного водой, были проделаны с фотоэлементом, калиброванным в микроамперах на ватт. Эти результаты указывают на то, что электрон с энергией в  $1,9 \text{ Мэв}$ , останавливаемый в воде, даёт до 40 квантов в области длин волн  $4000—6700 \text{ \AA}$ ; эти цифры согласуются с вычисленными из уравнения (12) Франка и Тамма с точностью до множителя, равного двум.

Уайкоф и Гендерсон<sup>23</sup> поставили подобные же опыты для проверки зависимости  $\theta$  от  $\beta$ . Они взяли тонкие плёнки слюды (с толщинами  $0,00013—0,0025 \text{ см}$ ), укрепляли их внутри конического зеркала и применяли фотопластинки для регистрации света. Опыты проводились с электронным током  $\sim 1 \text{ мка}$ , с энергиями электронов  $240—815 \text{ кэв}$ . Результаты даны на рис. 8. Кривая вычислена из известного соотношения Черенкова

(1) со значением 1,59 для показателя преломления слюды. Уайкоф и Гендерсон понимали, что в принципе от слюды должны возникнуть два конуса излучения, так как она является двусосным кристаллом, но разрешение было недостаточным для того, чтобы эти конусы разделились. В заключение обзора экспериментов этого типа следует упомянуть о короткой заметке Гардинга и Гендерсона<sup>24</sup>, в которой описываются опыты с электронами, проходящими через слюду при энергиях, близких к порогу эффекта Черенкова. Из этих опытов они заключили, что действительно имеется определённый порог, как это и предсказывается теорией, что свет при этом пороге не поляризован и что он быстро становится поляризованным при увеличении энергии электронов и, наконец, что полная энергия излучения возрастает приблизительно линейно с энергией электронов над порогом, по крайней мере до энергий, вдвое больших порога.

Геттинг<sup>42</sup> впервые предложил пользоваться фотоумножителем для обнаружения излучения Черенкова. В своей короткой статье

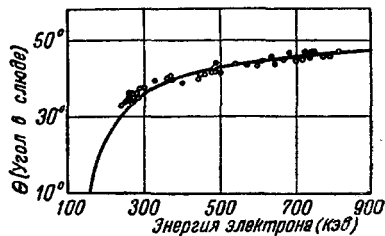


Рис. 8. Зависимость  $\theta$  от  $\beta$ <sup>23</sup>.

он вычисляет выход фотонов, который следует ожидать для релятивистской частицы, проходящей через цилиндрический блок из люцита длиной 20 см. На основании соображений о фотоэлектрическом выходе катода фотоумножителя и об импульсах темнового тока (которые главным образом вызываются термоионной эмиссией с фотокатода) он оценил, что отношение сигнала к шуму должно быть достаточно высоким для такой системы с умножителем при полосе пропускания 10 мегациклов в секунду. Геттинг также предложил оптическую систему, которая в случае параллельного пучка частиц должна концентрировать в одном направлении весь свет, возникающий под данным черенковским углом в протяжённом «конверторе». На рис. 9 показана одна из таких схем. Частицы входят

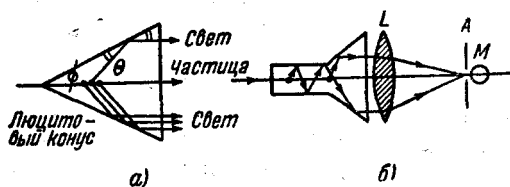


Рис. 9. Детекторы с использованием фотоумножителя, предложенные Геттингом <sup>42</sup>.

в люцитовый сплошной конус через вершину и распространяются по оси. Если половинный угол при вершине равен  $\phi = \frac{1}{2} \theta$ , где  $\theta$  — черенковский угол, то свет испытывает полное отражение и выходит параллельно оси, следовательно, он может быть сфокусирован через диафрагму на катод фотоумножителя. Во втором варианте этой схемы (рис. 9, б) конвертор удлинился путём присоединения люцитового цилиндра, чтобы увеличить длину пути, и свет направлялся последовательными отражениями в коническую часть.

#### б) Излучение Черенкова от частиц космических лучей

Дикке <sup>43</sup> пытался обнаружить космические лучи с помощью устройства, подобного предложенному Геттингом (рис. 9, б), смонтированного вертикально над счётчиком Гейгера в схеме совпадения. Этот опыт дал отрицательный результат, неизвестно почему. Тот же самый детектор впоследствии был использован с частичным успехом для обнаружения вторичных электронов, генерируемых в свинцовой пластинке рентгеновскими лучами от 20-Мэв бетатрона.

Вскоре после этих опытов Вейсс и Андерсон <sup>44</sup>, применив очень простой прибор, изображённый на рис. 10, а, пытались регистрировать космические лучи, пользуясь в своей схеме светочувствитель-

ными счетчиками Гейгера — Мюллера специальной конструкции. Эти счётчики имели покрытые золотом катоды, очень чувствительные к ультрафиолетовой области 2000—3000 Å, и давали квантовый выход порядка  $2 \cdot 10^{-4}$ — $60 \cdot 10^{-4}$  отбросов на квант. Опыт заключался в том, что измерялась скорость счёта со счётчиком, погружённым сначала в чистую воду, и затем в раствор, содержащий 1% (по весу) гидрохинона.

Долю числа отсчётов, связанных с излучением Черенкова в чистой воде, можно исключить, используя раствор гидрохинона,

Таблица III

| Серия | Чистая вода, отсчёты в минуту | Раствор гидрохинона, отсчёты в минуту | Возможная доля от эффекта Черенкова, отсчёты в минуту | Относительная доля черенковского эффекта, % |
|-------|-------------------------------|---------------------------------------|-------------------------------------------------------|---------------------------------------------|
|       | $N_1$                         | $N_0$                                 | $N_1 - N_0$                                           | $(N_1 - N_0)/N_0$                           |
| 1     | $232 \pm 5$                   | $210 \pm 5$                           | $22 \pm 7$                                            | $10 \pm 4$                                  |
| 2     | $254 \pm 5$                   | $224 \pm 6$                           | $30 \pm 8$                                            | $13 \pm 5$                                  |
| 3     | $263 \pm 7$                   | $224 \pm 5$                           | $41 \pm 9$                                            | $18 \pm 6$                                  |

который имеет сильное поглощение в ультрафиолетовой области спектра. Результаты трёх отдельных серий опытов со счётчиком исключительно высокой чувствительности приведены в табл. III.

Эти результаты указывают на то, что индивидуальные частицы космических лучей регистрировались с малой эффективностью.

Средняя доля скорости счёта для светового излучения в чистой воде, составляющая до  $\sim 14\%$  от полного количества отсчётов Гейгера, сравнима с цифрой  $\sim 10\%$ , вычисленной из геометрии установки и квантовых выходов.

Те же самые исследователи расширили свои опыты, используя растворы нитрата тория (и его продуктов распада), в надежде обнаружить излучение Черенкова, вызванное прохождением  $\beta$ -частиц через вещество (рис. 10, б). В этом опыте не было получено ясных результатов, что авторы приписали малой доле частиц, для которых удовлетворялось бы условие  $\beta n > 1$ . Положи-

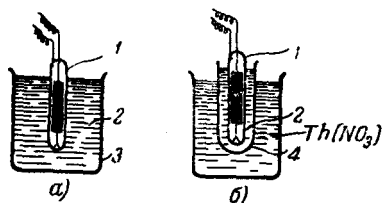


Рис. 10. Прибор, применённый Вейсом и Андерсоном<sup>44</sup> для обнаружения излучения Черенкова в воде, с фоточувствительными счётчиками Гейгера: а — расположение для обнаружения космических лучей; б — обнаружение  $\beta$ -лучей тория. 1 — Счётчик Гейгера—Мюллера с экранированным катодом и увиолевым стеклом; 2 — чистая вода и вещество, поглощающее ультрафиолет; 3 — 5000-мл сосуд; 4 — эбонитовый сосуд.

тельный результат в их первом опыте не может быть отнесён с определённой к эффекту Черенкова, так как нельзя исключить возможности ультрафиолетового рекомбинационного излучения, сопровождающего ионизацию.

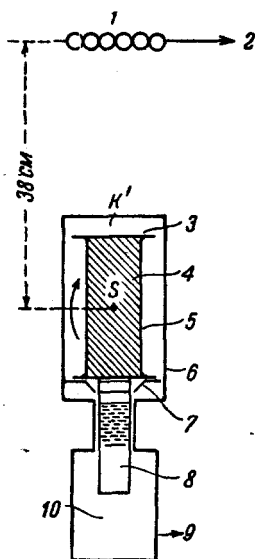


Рис. 11. Водяной детектор Джелли, применяемый для счёта  $\mu$ -мезонов космических лучей<sup>45</sup>. 1 — счётчики Гейгера-Мюллера; 2 — к катодному повторителю; 3 — стеклянная пластинка с чёрной бумагой; 4 — дистиллированная вода; 5 — посеребренный с внешней стороны сосуд; 6 — светонепроницаемый кожух; 7 — светособирающий конус, покрытый MgO; 8 — фотоумножитель; 9 — к главному усилителю и дискриминатору; 10 — усилитель.

Первые опыты, в которых были обнаружены с помощью эффекта Черенкова не электроны, а другие частицы, были выполнены Джелли<sup>45</sup>, который считал отдельные  $\mu$ -мезоны космических лучей в дистиллированной воде. Водяной детектор (рис. 11) вначале работал в комбинации с системой счётчиков Гейгера в схеме совпадений, действуя, как простой телескоп для выделения частиц, близких к зениту. Так как почти все частицы космических лучей проходят через прибор сверху вниз, то, следовательно, излучение Черенкова будет также направлено вниз, так что скорость счёта совпадений должна быть больше, когда фотоумножитель находится в положении 8 под сосудом, чем в том случае, когда он находится в верхнем положении  $K'$ .

Для исследования были проведены разные серии отсчётов при различных смещениях дискриминатора, присоединённого к усилителю, с фотоумножителем в двух положениях  $K$  и  $K'$ ; это достигалось посредством поворота всего детектора около его средней точки  $S$ . Были учтены как фон случайных совпадений, так и фон, возникающий от того, что фотоумножитель может регистрировать, хотя и с малой эффективностью, проходящие через него частицы. Чтобы учесть этот второй источник фона, вода из сосуда удалялась. Результаты опыта приведены ниже, в табл. IV, из которой можно видеть, что интенсивность света  $I_B$  больше, чем  $I_A$ , где  $B$  и  $A$  соответственно относятся к верхнему и нижнему положению фотоумножителя относительно сосуда. В этой таблице  $P$  обозначает скорость счёта для фотоумножителя и пустого сосуда и  $W$  — то же в случае наполнения сосуда водой. Все цифры даны в отсчётах в минуту.

Тот факт, что отношение  $I_B/I_A$  не бесконечно, интерпретируется как результат некоторого внутреннего отражения света вверх, когда фотоумножитель находится в положении  $A$ . Контроль-

ный опыт был поставлен с 0,5%-ным раствором терфенила в ксилоле — сцинтилляционном веществе, открытом Рейнольдсом и др. <sup>46</sup>, для которого свет должен испускаться изотропно. В этом случае отношение  $I_B/I_A$  составляло  $1,26 \pm 0,06$  при смещении 2 в. Абсолютная эффективность детектора, используемого таким образом, оказалась около 50% (при 2 в смещения) при измерении путём сравнения скорости счёта 3,35 в минуту для воды в положении В с вычисленной скоростью счёта 7 в минуту для известного потока частиц космических лучей и геометрии системы.

Таблица IV

|                     | Смещение в дискриминаторе |                 |                          |                 |                          |                 |
|---------------------|---------------------------|-----------------|--------------------------|-----------------|--------------------------|-----------------|
|                     | 2 вольт                   |                 | 5 вольт                  |                 | 15 вольт                 |                 |
|                     | положение фотоумножителя  |                 | положение фотоумножителя |                 | положение фотоумножителя |                 |
|                     | В                         | А               | В                        | А               | В                        | А               |
| (P + W)             | $4,14 \pm 0,03$           | $2,29 \pm 0,10$ | $4,01 \pm 0,11$          | $1,73 \pm 0,04$ | $2,54 \pm 0,08$          | $0,71 \pm 0,03$ |
| P                   | $0,79 \pm 0,03$           | $1,26 \pm 0,02$ | $0,47 \pm 0,01$          | $0,98 \pm 0,03$ | $0,15 \pm 0,01$          | $0,40 \pm 0,02$ |
| W                   | $3,35 \pm 0,04$           | $1,03 \pm 0,10$ | $3,54 \pm 0,11$          | $0,75 \pm 0,05$ | $2,39 \pm 0,08$          | $0,31 \pm 0,04$ |
| Отношение $I_B/I_A$ | $3,25 \pm 0,32$           |                 | $4,72 \pm 0,35$          |                 | $7,7 \pm 1,0$            |                 |

Было найдено, что большинство частиц, ответственных за совпадения, были  $\mu$ -мезонами. Это было показано путём помещения свинцового поглотителя 10 см толщины над аппаратом, после чего W — скорость счёта под сосудом — падала с  $3,35 \pm 0,04$  до  $2,67 \pm 0,11$  в минуту. Это уменьшение, составляющее  $\sim 20\%$ , приблизительно соответствует доле электронов в вертикальном потоке космических лучей. Так как  $\sim 98\%$  проникающей компоненты на уровне моря состоит из  $\mu$ -мезонов, нет указаний на то, что детектор считает протоны или другие типы мезонов.

Джелли позднее нашёл, что при высоких значениях смещения, при которых счёт импульсов темнового тока фотоумножителя достаточно снижен, установка становится чувствительной к её ориентации и может обнаруживать частицы с хорошим разрешением по отношению к фону без необходимости использования схемы совпадения. На рис. 12, а показаны кривые, полученные с водяным детектором. Кривые b и c относятся к скоростям счёта детектора в положениях В и А соответственно, в то время как кривая a относится к пустому сосуду (в обоих положениях). Отношение кривых d и e для одной воды нанесено на графике внутри

рисунка и показывает, что отношение интенсивностей достигает 70/1, что должно было бы получиться для отношения интенсивности света, проходящего вниз к интенсивности света, идущего вверх.

В этом случае экстраполированная скорость счёта при нулевом смещении (проекция кривой *b*), составляющая  $\sim 170$  в минуту,

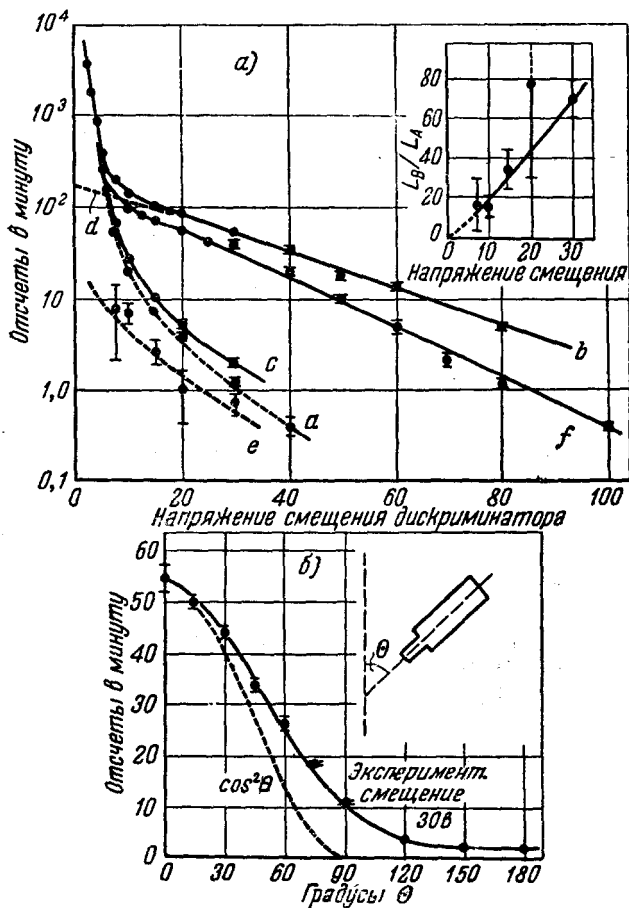


Рис. 12. Результаты опытов Джелли: *a*) кривые напряжения смещения, иллюстрирующие направленные свойства излучения; *b*) изменения скорости счёта с зенитным углом.

*a* — кривая для фотоумножителя в обоих положениях; *b* — фотоумножитель в нижнем положении под 20 см воды; *c* — фотоумножитель над 20 см воды; *f* — фотоумножитель под 100 см воды.

сравнима с полным потоком космических лучей, падающим на детектор из верхней полусферы. Была получена пространственная характеристика такого детектора простой цилиндрической формы

и сопоставлена с распределением  $\cos^2 \theta$ , соответствующим закону изменения интенсивности  $\mu$ -мезонов с зенитным углом  $\theta$  (рис. 12, б).

Попытки определить энергии индивидуальных частиц космических лучей путём измерения черенковского угла  $\theta$  и, следовательно,  $\beta$  требовали очень малых телесных углов захвата частиц для получения требуемой коллимации, что, в свою очередь, приводило к чрезмерно низким скоростям счёта. Учитывая это, Басси <sup>47</sup> предложил определять энергию путём измерения интенсивности света, используя соотношение (12). Басси первый сделал водяной детектор, очень похожий на применённый Джелли, и в схеме тройного совпадения с детектором, помещённым между двумя счётчиками Гейгера, получил почти 100%-ную эффективность для счёта частиц, проходящих через его детектор. Его попытки измерить энергию этим способом встретили препятствия в статистических флуктуациях числа электронов, испускаемых в фотоумножителе. Если принять величину потока в 3000 фотонов на частицу (для частиц с  $\beta = 1$ ) и выход фотокатода в один электрон на 100 фотонов, то флуктуации на 30 электронов должны составлять около 20%, что, в свою очередь, должно вести к большой ошибке в  $\beta$  и поэтому в определении энергии частиц. Мы вернёмся к этой проблеме при рассмотрении практически пригодных детекторов.

В более поздней серии экспериментов Басси и др. <sup>48</sup> измерили относительные интенсивности излучения Черенкова (в конверторе из плексигласа), вызываемого частицами космических лучей на уровне моря. Детектор Черенкова помещался между счётчиками Гейгера в схеме антисовпадений со свинцовыми поглотителями. С этим устройством Басси и его сотрудники наблюдали изменения интенсивности излучения Черенкова в зависимости от пробега частиц и не обнаружили соответствия с теорией Франка и Тамма при очень больших энергиях; выход света увеличивался с увеличением энергии. Частицы отбирались в трёх интервалах пробега: 40—100, 140—500 и 500— $\infty$  г/см<sup>2</sup> воздушного эквивалента. Соответствующие цифры для интенсивности света  $W$  в относительных единицах были:  $22,5 \pm 0,7$ ;  $24,9 \pm 0,8$  и  $32,2 \pm 0,7$  соответственно. Это возрастание при высоких энергиях не может объясняться ни изменением  $\theta$  с энергией, ни интерпретироваться в связи с выбитыми электронами. Этот результат совместим с предсказаниями Будини, упомянутыми в предыдущем разделе.

#### в) Излучение в водных растворах радиоактивных изотопов

Работы, упоминавшиеся до сих пор, относились главным образом к излучению Черенкова, наблюдаемому в органических жидкостях и твёрдых телах, с одной стороны, и в дистиллированной воде — с другой. Недавно, однако, Бельчер <sup>49</sup> выполнил детальные исследования слабой люминесценции, наблюдаемой в водных

растворах радиоактивных изотопов, и показал, что почти весь наблюдаемый свет можно приписать эффекту Черенкова; более того, он показал, что стносительные и абсолютные интенсивности находятся в хорошем согласии с теорией Франка и Тамма. Он нашёл также, что в случае растворов  $\alpha$ -излучателей и  $\beta$ -излучателей с  $\beta$ -частицами ниже черенковского порога имеется всё же более слабая люминесценция, связанная с возбуждением растворителя. Прибор Бельчера показан схематически на рис. 13. В этой работе вследствие очень низких значений энергии, получаемой от исследованных изотопов и, следовательно, соответственно коротким длинам про-

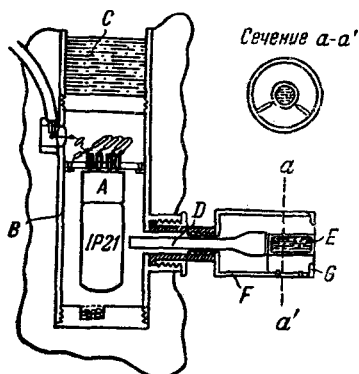


Рис. 13. Прибор Бельчера для изучения радиации водных растворов радиоактивных изотопов <sup>49</sup>.

бега, световые импульсы были крайне слабы в сравнении с тем, что наблюдал Джелли в своих опытах с  $\mu$ -мезонами и водой. В общих чертах опыты Бельчера проводились следующим образом: исследуемый радиоактивный раствор помещался в небольшую кювету E из perspекса (или дюрала), снабжённую светопроводом D из perspекса, установленным против фотокатода фотоумножителя (типа RGA, IP21). Принимая во внимание очень низкие интенсивности, были приняты предосторожности для понижения частоты импульсов темного тока с катода фотоумножителя путём охлаждения всей системы жидким азотом C, помещённым в верхней части тяжёлого латунного сосуда B, окружённого со всех сторон ватой для тепловой изоляции. При этих условиях тепловой фон фотоумножителя всегда был менее одного отсчёта в секунду.

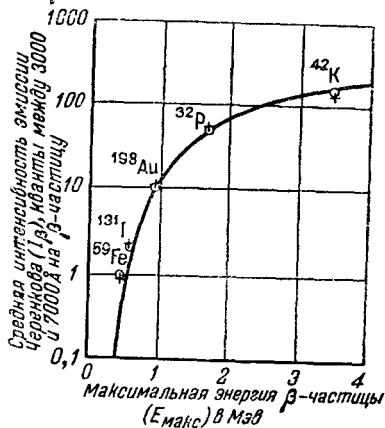
Для работы были использованы низкие концентрации (всегда меньшие, чем те, которые давали заметное окрашивание растворов) восьми образцов ядер в простых химических формах. Шесть из них имели  $\beta$ -спектры с максимумами, лежащими над порогом Черенкова (260 кэв для электронов в воде), и шесть давали  $\gamma$ -лучи. В табл. V показаны результаты, полученные с кюветой из дюрала и различными веществами. Наблюдаемая скорость счёта была снижена до величины 1 микрокури на миллилитр, исправлена на разные эффекты фона, которые включали и эффекты присутствующих  $\gamma$ -лучей, если таковые имелись. Изотопы, дающие  $\gamma$ -лучи, отмечены звёздочкой.

Были исследованы два образца, испускающих  $\alpha$ -частицы: изотоп полония с массой 210 и природный уран. Скорости счёта для них (в тех же единицах, как и в табл. V) были  $14 \pm 1,0$  и  $250 \pm 20$  отбросов в секунду.

Результаты этих опытов представлены на рис. 14, где средняя интенсивность излучения, выраженная в квантах (между 3000 и 7000 Å) на  $\beta$ -частицу, нанесена в зависимости от максимума энергии  $\beta$ -частицы в мегаэлектронвольтах. Сплошная линия построена по теории Франка и Тамма с учётом: а) изменения  $\beta$  вдоль пути частицы, так как она замедляется до тех пор, пока её скорость не станет ниже порога Черенкова; б) распределения энергии электронов в  $\beta$ -спектрах; в) стеночных эффектов, т. е. потери частиц, испускаемых вблизи границ сосуда, и  $d$ -эффектов, связанных с самопоглощением  $\gamma$ -лучей, если они присутствуют.

Совпадение опыта с теорией очень хорошее, за исключением, может быть, области малых энергий вблизи порога. Было получено

Рис. 14. Результаты опыта Бельчера (непрерывная кривая построена по теории Франка и Тамма).



значение для абсолютной интенсивности; она составляла до  $\sim 90$  фо-

Таблица V

|                     | Химическая формула | $\beta$ -энергия максимальная, Мэв | Отсчёты в секунду |
|---------------------|--------------------|------------------------------------|-------------------|
| $^{35}\text{S}$     | $\text{SO}_4^{2-}$ | 0,168                              | $0,25 \pm 0,017$  |
| $^{45}\text{Ca}$    | $\text{Ca}^{2+}$   | 0,254                              | $0,55 \pm 0,038$  |
|                     |                    |                                    | Порог Черенкова   |
| $^{60}\text{Co}^*$  | $\text{Co}^{2+}$   | 0,31                               | $85 \pm 5,9$      |
| $^{59}\text{Fe}^*$  | $\text{Fe}^{3+}$   | (0,26)                             | $72 \pm 5,0$      |
| $^{131}\text{I}^*$  | $\text{I}^-$       | (0,46)<br>(0,31)                   | $64 \pm 4,5$      |
| $^{198}\text{Au}^*$ | $\text{Au}$        | (0,96)                             | $280 \pm 20$      |
| $^{32}\text{P}$     | $\text{PO}_4^{3-}$ | 1,69                               | $1440 \pm 100$    |
| $^{42}\text{K}^*$   | $\text{K}^+$       | (2,07)<br>(3,57)                   | $3100 \pm 210$    |

тонов (в интервале 3000—7000 Å для 1 Мэв электрона, останавливающегося в водной среде). Это составляет потерю энергии в этой

области длин волн, равную  $\sim 0,20\%$  от полной энергии, рассеиваемой частицей в среде.

Слабое свечение, излучаемое  $\alpha$ -частицами  $^{210}\text{Po}$ , которое не сопровождается  $\beta$ -излучением, составляет до  $\sim 0,5$  фотона на  $\alpha$ -частицу, останавливающуюся в среде (фотоны тех же интервалов длин волн).

В заключение, может быть, следует упомянуть, что особый интерес связан с явлениями люминесценции в водных растворах радиоактивных  $\alpha$ -излучателей, так как Ди и Ричардом<sup>50</sup> было высказано мнение, что именно эмиссия фотонов может быть ответственна за биологические действия излучения.

Дайнтон<sup>51</sup> рассмотрел возможную роль эффекта Черенкова в области радиационной химии.

Недавно Гринфильд и др.<sup>52</sup> изучили спектр света, излучаемого в дистиллированной воде при облучении её  $\gamma$ -лучами Ra и  $\beta$ -лучами  $\text{P}^{32}$ , и нашли хорошее соответствие с теорией Франка и Тамма.

### г) Излучение Черенкова в атмосфере

В 1948 г. Блекетт<sup>70</sup> предсказал, что какая-то часть среднего света в ночном небе должна быть связана с прохождением ультрарелятивистских частиц космических лучей через атмосферу. Эта часть излучения оценивается в  $\sim 10^{-4}$  от полной интенсивности. Недавно Гальбрайс и Джелли<sup>53</sup> обнаружили световые импульсы продолжительностью  $< 0,2$  мксек, которые коррелировались с сильными воздушными ливнями.

При рассмотрении относительной интенсивности можно было предположить, что эти световые импульсы могут быть скорее приписаны радиации Черенкова от ливневых частиц, чем ионизационным процессам.

Установка, применявшаяся в этих опытах, состояла из простого телескопа, собранного из параболического зеркала 10 дюймов в диаметре ( $f = 0,5$ ), в фокусе которого монтировался стандартный фотоумножитель с окном на торце, присоединённый к быстрому усилителю и регистрирующей системе. Средняя скорость счёта световых импульсов при напряжении на усилителе, достаточном для понижения скорости отсчёта от фоновых значений (от среднего света ночного неба) до очень малых значений, составляла около одного импульса в минуту при этой оптической системе. Рис. 15 показывает дифференциальное распределение импульсов по высоте, полученное в исключительно ясную ночь; основные черты устройства телескопа показаны внутри чертежа.

К моменту написания этой статьи опыты были только начаты и в продолжение работы было получено лишь очень приблизительное значение абсолютной интенсивности световых вспышек, соответствующее потоку около 3 фотонов/см.<sup>2</sup>/импульс<sup>53</sup>.

В попытках отделить излучение Черенкова от излучения других источников предполагается поставить поляризационные опыты, применив два параллельных световых приёмника с поляризаторами на фотоумножителях, ориентированных друг относительно друга на  $90^\circ$ ; этим способом могут быть обнаружены только радиальные характеристики поляризационного эффекта \*).

По контрасту с явлением в твёрдом теле или в жидкой среде в газе при атмосферном давлении свет испускается под очень малым углом к траектории частицы. Так, для воздуха на уровне моря показатель преломления  $n = 1,00029$ , а потому для ультра-релятивистской частицы (для которой  $\beta = 1$ ) в этом случае из уравнения (1) получается  $\theta \sim 1^\circ$ .

Из этого следует, что эффект Черенкова даёт возможность осуществить прибор для исследования космических лучей, обладающий высокой степенью направленности при умеренной площади. Этот прибор может иметь применение для поисков локализованных источников протяжённых атмосферных ливней и, следовательно, для поисков первичных частиц.

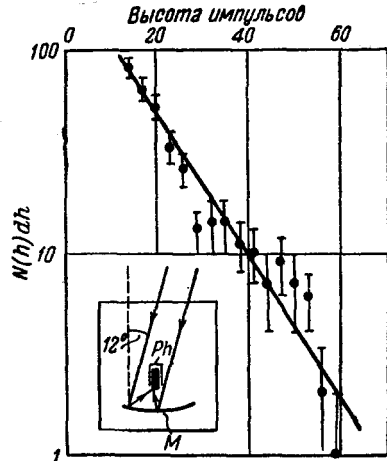


Рис. 15. Распределение по высоте световых импульсов в атмосфере, связанных с космическими лучами, полученное Гальбрайсом и Джелли<sup>53</sup> с простым отражательным телескопом и фотоумножителем. Ph — фотоумножитель (типа 6260); M — зеркало диаметром 10 дюймов, фокусное расстояние 46 дюймов.

#### IV. ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ ЧЕРЕНКОВА

##### а) Общие соображения

В практическом развитии радиационных детекторов, основанных на предыдущих экспериментальных и теоретических работах по излучению Черенкова, могут использоваться два метода наблюдения и измерения света, а именно: фотографическая регистрация излу-

\*) Со времени написания этой статьи Гальбрайс и автор, работая с приёмниками съёта на обсерватории Пик-дю-Миди, определённо показали, что эти световые импульсы действительно связаны с излучением Черенкова. Это было установлено путём наблюдения поляризации света; дополнительные данные получены из опытов с двумя приёмниками света; из этих данных видно, что свет идёт узким пучком, шириной  $\sim 4^\circ$  или меньше. Эта работа будет опубликована.

ния и применение фотоумножителя. Визуальные наблюдения надо отбросить вследствие их неточности и субъективных ошибок. То же самое можно сказать и о фоточувствительных счётчиках Гейгера, которые обладают низкой внутренней эффективностью и не обладают способностью отличать вспышку света от прямого попадания заряженных частиц, проходящих через сам счётчик. На практике могут быть применимы и вакуумные фотозлементы, но это привело бы к необходимости использования ламповых усилителей с исключительно высоким усилением и низким уровнем шумов.

В основном, применения зависят от двух главных характеристик излучения Черенкова, а именно: от факта, что свет испускается вперёд внутри конуса, образующая которого составляет угол  $\theta$  с траекторией частицы, где  $\theta$  определяется уравнением (1), и от того, что имеется определённое пороговое значение  $\beta$ , ниже которого излучение отсутствует.

Из этих особенностей явления вытекают и те применения, которые может иметь этот относительно новый детектор. Возможности эти перечислены ниже:

1) Развитие детекторов, обладающих исключительной быстротой и высоким выходом при умеренной площади, т. е. детекторов, способных к высоким скоростям счёта.

2) Прямое определение скорости заряженной частицы в ограниченных пределах выше порога, что, в свою очередь, даёт возможность прямого определения энергии частицы, если масса частицы известна.

3) Возможность различать частицы разных масс, имеющих одну и ту же энергию или одинаковый пробег в поглотителе.

4) Способность определять, в каком направлении проходит ультрарелятивистская частица для случая энергий, относящихся к области, где скорость изменения ионизации вдоль пути ничтожна или где кривизна пути частицы в магнитном поле незначительна или даёт неоднозначный ответ, когда знак заряда частицы не вполне установлен.

5) Возможность определения зарядов ультрарелятивистских частиц (т. е. первичного космического излучения) вследствие зависимости светового выхода от  $e^2$  (см. (12)).

Не все эти возможности дают лишь одни черенковские детекторы; например, свойства, перечисленные в п. 1), имеются также и у сцинтилляционных счётчиков, а также у некоторых искровых счётчиков.

Зависимость от  $e^2$  (п. 5)) используется также и в ионизационных детекторах, фотографических методах и в камере Вильсона и только возможности, перечисленные в пп. 2), 3) и 4), характерны лишь для детектора Черенкова.

Применяемая техника существенно зависит от специальных условий в каждом виде опыта. Например, при конструировании прибора

должны быть приняты во внимание интенсивность и энергия излучения независимо от того, будут ли частицы идти параллельным пучком и т. п. Например, фотографическая техника может применяться только в тех случаях, когда имеется достаточно мощный поток частиц, где возможна хорошая коллимация и т. п. Точное определение скоростей частиц, основанное на измерениях угла  $\theta$ , требует особенно высокой степени коллимации и ограничивает применение этой методики лишь для случая ускорителей с высокой энергией.

Возможность точных измерений  $\beta$  для индивидуальных частиц космических лучей строго ограничена по следующим причинам: во-первых, необходимая коллимация частиц должна приводить к слишком низким скоростям счёта и, во-вторых, диапазон энергий, связанных с космическими лучами, даже в случае явлений одного и того же типа, так велик (от  $\sim 10^7$  до  $\sim 10^{16}$  эв), что во всём этом диапазоне значения  $\beta$  будут близки к единице, и  $\theta$  поэтому будет нечувствительно к изменениям  $\beta$  (для конденсированных сред), что следует из уравнения  $\cos \theta = 1/\beta n$ . Пределы могут быть расширены применением газообразных сред.

Характерная для черенковских счётчиков самих по себе скорость счёта выше, чем у всех других известных типов счётчиков. Задержка связана с собиранием света; разброс этой задержки зависит от типа применяемой оптической системы и размеров «излучателя» (другое обозначение термина «конвертор», применяемый для названия среды, в которой возбуждается излучение). В практических детекторах эта задержка может быть около  $10^{-11}$  —  $10^{-9}$  сек. Этот крайне быстрый ответ, к сожалению, не может быть использован, так как современные фотоумножители и последующие схемы увеличивают задержку до  $10^{-8}$  сек. Недавно, однако, Бэю и др.<sup>69</sup> с помощью схемы совпадений с двумя фотоэлементами удалось получить время разрешения  $\sim 2 \cdot 10^{-10}$  сек.

Счётчик Черенкова обладает также ещё двумя свойствами, которые могут быть полезными в случае некоторых применений в работе с импульсными пучками высокой интенсивности: во-первых, здесь нет тушащих эффектов и, во-вторых, нет последующего импульса или послесвечения, что, например, иногда имеет место в случае сцинтиллирующих сред. Однако опять-таки эти преимущества частично теряются вследствие значительной потери чувствительности фотоумножителя под действием интенсивного облучения и наличия дополнительных импульсов<sup>54</sup>, следующих за большим импульсом.

Так как фотоумножитель является важным связующим звеном в большинстве черенковских детекторов, применяемых в настоящее время, то целесообразно будет напомнить некоторые характеристики фотоумножителей в связи с их применением в этих счётчиках.

## б) Фотоумножитель

Мортон<sup>55</sup> рассмотрел характеристики некоторых типов фотоумножителей с точки зрения их применимости в сцинтилляционных счётчиках; многие особенности умножителей, существенные для сцинтилляционного счётчика, необходимы и для счётчика Черенкова. Хотя данные, приведённые в работе Мортон, устарели, на них всё же полезно сослаться.

Фотоумножитель должен обладать следующими свойствами для того, чтобы обеспечить наилучшие качества детектора:

1) Фотокатод должен обладать высоким выходом фотонов так, чтобы данный световой сигнал давал максимальное число электронов.

2) Спектральная кривая чувствительности фотоумножителя должна быть близка, насколько это возможно, к кривой спектра излучения Черенкова, т. е. умножитель должен быть чувствителен к синему концу спектра и, насколько это возможно, к ультрафиолету.

3) Фотокатод должен быть полупрозрачным, напылённым на оболочку фотоумножителя так, чтобы мог быть осуществлён оптический контакт фотоумножителя и излучателя с максимальной оптической эффективностью.

4) Полный выход должен быть высоким в расчёте на то, чтобы можно было измерять относительно малые количества света на катод, не прибегая к большим усилениям после фотоэлемента.

5) Должен быть выбран фотоумножитель с низким уровнем дробовых шумов.

6) Для точных измерений времени нужен прибор с возможно более коротким временем пролёта. Малый разброс в временах пролёта, который, вообще говоря, является следствием малого времени пролёта, также желателен.

Условия, сформулированные выше, вообще говоря, строже тех, которым должен удовлетворять сцинтилляционный счётчик, так как выход света в случае черенковского счётчика может составлять лишь  $\sim 1\%$  выхода сцинтиллятора того же размера. Однако часто возможна некоторая компенсация, в том случае, когда путь частицы в излучателе может быть удлинен путём увеличения размеров последнего. Это объясняется тем, что в случае эффекта Черенкова свет путём соответствующего расположения может быть легче направлен в одном направлении к умножителю, а также и тем, что большинство сцинтиллирующих сред сильно поглощает своё собственное излучение, тем самым накладывая ограничения на целесообразные размеры излучателя.

В фотоумножителе статистический разброс в величине выходного импульса зависит для данного потока падающих на катод фотонов от числа электронов, испускаемых последним, а также от выхода электронов на каскад, так как существуют флуктуации

во вторичной эмиссии, которые, в свою очередь, создают некоторое расширение в распределении величины импульсов. Следовательно, вообще говоря, невозможно измерять с какой-либо точностью количество света от единичной частицы и необходимо наблюдать большое число событий одинакового типа и получить распределение импульсов по величине, чтобы указать величину первичного импульса.

Мортон<sup>55</sup> показал, что если  $\delta$  есть число испускаемых электронов на фотокатоде,  $\sigma$  — среднее значение выхода вторичной эмиссии,  $m$  — число каскадов умножителя, то относительная флуктуация выхода  $P$  будет приблизительно равна

$$\frac{(\Delta P^2)}{P^2} = \frac{1}{\delta} \frac{\sigma^m + 1 - 1}{\sigma^m (\sigma - 1)} \sim \frac{1}{\delta} \left( \frac{\sigma}{\sigma - 1} \right). \quad (36)$$

В этом уравнении предполагается, что фотоэлектрическая и вторичная электронная эмиссия подчиняются распределению Пуассона. Далее предполагается, что между соседними каскадами не происходит потери электронов.

Рассмотрим численный пример. Если мы имеем стеклянный излучатель ( $n = 1,50$ ) толщиной 10 см и облучаем его ультрарелятивистскими электронами, то в видимой части спектра будет возникать  $\sim 2500$  фотонов на каждый падающий электрон. Предположим, что все они доходят до фотокатода, и допустим, что его чувствительность равна 30 мка/лм. Квантовый выход в таком случае равен  $\sim 6\%$ , и поэтому 2500 фотонов освободят с катода 150 электронов. Типичный 11-каскадный умножитель может дать в целом усиление  $\sim 10^7$ , и так как выход  $G$  приблизительно равен

$$G = \sigma^m, \quad (37)$$

мы получим

$$\sigma = 4,4.$$

Таким образом, по формуле (36) мы находим:

$$\frac{\sqrt{(\Delta P)^2}}{P} \sim 9\%.$$

Как уже было указано, черенковские сигналы вообще значительно меньше сигналов от сцинтиллирующих кристаллов, так что особенно важно отличать их от фона темнового тока умножителя, который, в свою очередь, сам имеет очень широкое распределение импульсов. Для облегчения этого различения часто полезно использовать два умножителя, работающих в быстрых схемах совпадений. Используется ли эта система или нет, во всяком случае необходимо получить наилучшее отношение сигнала к шуму. Это достигается путём использования усилителя с наивысшей возможной полосой пропускания, что, другими словами, означает использование

интегрирующих и дифференцирующих ячеек с малыми постоянными времени. Таким образом, индивидуальные импульсы шума могут быть разрешены и их влияние сведено к минимуму. В США в настоящее время принято использовать усилители с полосой пропускания 200 Мгц, тогда как в Англии, где таких усилителей, вообще говоря, не имеется, оказалось обычно целесообразным использовать полосу пропускания 5 Мгц.

Сказанного достаточно для характеристики некоторых важнейших свойств фотоумножителей, и мы обращаемся теперь к обзору практических форм черенковских детекторов, которые разработаны к настоящему времени и используются как новое экспериментальное средство в ядерной физике и физике космических лучей.

#### в) Счётчики с фокусирующими свойствами

Маршалл<sup>56</sup>, повидимому, первый сконструировал практический детектор, в котором использовался фотоумножитель и который обладал фокусирующими свойствами. Мы здесь будем называть фокусирующим счётчиком такой счётчик, в котором свет, испускаемый под определённым черенковским углом от излучателя конечного размера, может быть сфокусирован на малой площади, с которой он может быть направлен на катод фотоумножителя, в то время как свет, направленный под другими углами, туда не попадёт. Тот же автор в поздней и более полной работе<sup>57</sup> рассматривает разные типы детекторов для измерения энергии потоков разных частиц, даваемых ускорителями высокой энергии.

Конструкции всех этих детекторов основаны преимущественно на использовании цилиндрически симметричного расположения излучателя и оптических частей, и предполагается, что во всех приборах применяются пучки, в которых частицы направлены параллельно так, чтобы попадать в приёмник параллельно его оси.

Из общих соображений можно показать, что невозможно сфокусировать весь свет в точку, если излучатель имеет конечный диаметр, даже в случае определённого угла Черенкова. Как мы увидим, всё, чего можно достигнуть в этом направлении, это получить изображение, размеры которого сравнимы с размерами излучателя.

Пусть частица проходит параллельно оси цилиндра из диэлектрика, но удалена от оси на расстояние  $d$ . Так как излучение Черенкова испускается под углом  $\theta$  из всех точек траектории, то, следовательно, большая часть света идёт под углом к оси. Отсюда следует, что фотоны будут иметь угловой момент относительно оси. Этот угловой момент в любой оптической системе этого рода сохраняется и никогда не может быть изменён, какие бы отражения или преломления в цилиндрически симметричных поверхностях раздела он ни испытал. Этим ставится предел резкости

фокуса. Для наиболее отклонённого луча внутри диэлектрика угловой момент фотона относительно оси системы равен  $d(\sin \theta) h\nu/c$ . Тот же самый фотон, покидая диэлектрик, будет иметь угловой момент  $D(\sin \theta') h\nu/c$ , где  $\theta'$  — угол рассеяния света вне среды и  $D$  — наиболее близкое приближение фотона к оси, которое в идеале должно достигаться в фокальной плоскости. Сохранение углового момента ведёт к условию

$$D = nd \frac{\sin \theta}{\sin \theta'} ; \quad (38)$$

$D$  — никогда не может быть меньше, чем  $d$ , но обычно превышает его. Если  $D$  определяется размерами фотокатода, то, следовательно, верхний предел определяется размером  $d$  излучателя черенковского детектора, если достигнуто эффективное соби́рание света.

На основании этих соображений Маршалл разработал серию детекторов, которые будут описаны ниже. В одном из его первых приборов (рис. 16) частицы входят в цилиндрический излучатель из

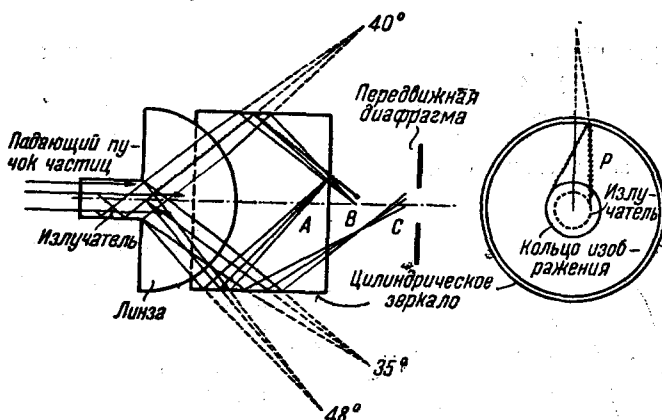


Рис. 16. Один из первых фокусирующих детекторов Маршалла<sup>57</sup>.  $P$  — путь  $40^\circ$  черенковского луча, имеющего угловой момент, наибольший из возможных в данном излучателе.

люцита, в котором возбуждается излучение Черенкова. Этот свет затем направляется посредством полного отражения к центру полусферической линзы (также из люцита). Так как показатель преломления этого материала равен 1,50, то линза имела длину фокуса вдвое большую, чем радиус кривизны. Свет тем самым фокусируется в резкое кольцо: для частиц с одним и тем же значением  $\beta$  — на расстоянии в три радиуса от центра кривизны линзы. Цилиндрическое зеркало (с радиусом, равным половине радиуса этого кольца) отражает изображение обратно к центру и даёт

точечный фокус для лучей, компланарных с осью системы. Частицы, параллельные ей, но удалённые от оси, дают лучи, идущие под углом (по отношению к оси), и в таком случае будет применимо условие (38); в этом случае свет фокусируется в колечко, как, например, в А. Путь излучения от частицы в самом крайнем случае, т. е. когда путь частицы лежит на границе цилиндрического излучателя, показан пунктирной линией на рис. 16. В рассматриваемом случае угол схождения света к фокальному диску равен углу Черенкова и диаметр изображения в 1,5 раза больше диаметра излучателя для  $n=1,5$  в люците. Свет собирается на фотоумножитель, помещённый позади кольцевой диафрагмы, и лучи от разных углов Черенкова выделяются путём передвигания этой диафрагмы вдоль оси системы. Если радиус апертуры  $r$  и излучателя  $\rho$ , то можно показать, что для случая наилучшей фокусировки доля  $f$  от света, собираемого этой апертурой, выражается формулой

$$f = \frac{2}{\pi} \arcsin \left( \frac{r}{n\rho} \right), \quad (39)$$

в которой мы пренебрегаем сферической аберрацией в линзе, дисперсией и малым углом многократного кулоновского рассеяния.

Расположение, показанное на рис. 16, имеет тот недостаток, что фотоумножитель располагается прямо в потоке частиц; это ведёт к значительному фону, обусловленному одним или несколькими

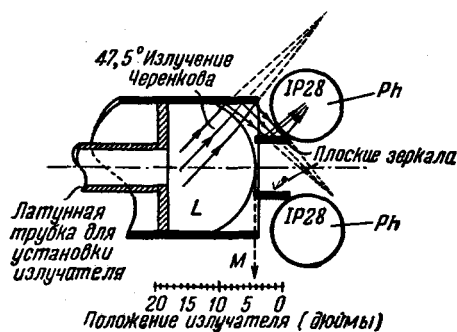


Рис. 17. Детектор с двумя фотоумножителями, собранный по схеме совпадений<sup>57</sup>.  $L$  — линза люцитового излучателя;  $M$  — цилиндрическое зеркало;  $P_h$  — фотоумножители типа 1P28.

эффектами: сцинтилляционными импульсами, местной радиацией Черенкова в стеклянной оболочке фотоумножителя и эмиссией  $\delta$ -лучей из фотокатода вследствие ионизации, связанной с прохождением частицы через стекло. Вследствие этого лучше поместить фотоумножитель вне главного пучка, и далее, если использовать два таких фотоумножителя в быстрой схеме совпадений, то можно получить лучшее различение от ложных импульсов и в этом случае можно работать при более низких уровнях смещения вплоть до уровня шума, чтобы увеличить абсолютную эффективность. Изменённая схема детектора, который имеет эти особенности, показана на рис. 17. В этом приборе излучатель и линза скомбинированы, так что процесс Черенкова происходит

в самой линзе. Разрешение, получаемое с этим устройством, иллюстрируется кривыми рис. 18, где интенсивность света отложена как функция положения излучателя и угла Черенкова. Эти кривые относятся к пучку отрицательных  $\pi$ -мезонов с энергией 145 Мэв, полученных от 170-дюймового синхроциклотрона: *а* — наблюдаемые непосредственно и *б* — после прохождения через слой графитового поглотителя, имеющего толщину 12 г/см<sup>2</sup> и понижающего их энергию до 121 Мэв. Измеренные углы 39,9 и 38,0° близки к вычисленным значениям 40,4 и 38,1° соответственно. Это сравнительно хорошее разрешение было получено при условиях довольно высокого смещения в схеме совпадений. Более высокие внутренние выходы получены при более низких значениях смещения, но с проигрышем в разрешающей силе. Маршалл обсуждает также и другие сочетания излучателя и оптической системы, некоторые из которых были испытаны, а другие не испытывались.

Эти детекторы были использованы в следующих случаях: нефокусирующий водяной счётчик был сконструирован для счёта электронов, возникающих под действием  $\gamma$ -лучей распада  $\pi^0$ -мезонов, а нефокусирующий люцитовый счётчик применялся для обнаружения нейтронов в области энергий 360—450 Мэв, где нейтроны давали протоны отдачи в парафиновом блоке. Был осуществлён также счёт 450-Мэв протонов по отношению к фону протонов с меньшей энергией в опытах с рассеянием. Для 450-Мэв протонов  $\beta=0,74$  и  $n$  должно быть больше 1,35, откуда видно, что люцит был наиболее подходящим материалом. Выполнялись также счёт и измерения энергии  $\pi^\pm$ -мезонов, как описывалось выше, вплоть до энергий 70 Мэв, излучателем из люцита.

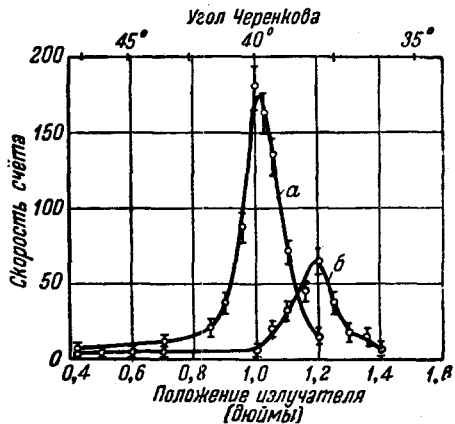


Рис. 18. Кривые, иллюстрирующие разрешение, полученное с помощью прибора, изображённого на рис. 17 для пучка  $\pi$ -мезонов<sup>57</sup>: *а* — пучок отрицательных  $\pi$ -мезонов с энергией 145 Мэв; *б* — то же после прохождения графитового поглотителя.

#### г) Фотографический прибор высокой точности

Мэзер<sup>7</sup> первым обнаружил излучение Черенкова от протонов и применил это для измерений энергии потока, выходящего из 184-дюймового циклотрона в Беркли (Калифорния). Он разработал

точный фотографический прибор, крайне простой и изящный, и применил его для абсолютной калибровки скорости пучка протонов. Ко времени публикации своей работы Мэзер оценил суммарную ошибку (стандартное отклонение) в определении энергий в  $\sim 1\%$  при энергии  $340 \text{ Мэв}$ , хотя после тщательного анализа методов с целью улучшения точности, повидимому, можно сказать, что ошибку можно снизить до  $\sim 0,1\%$  для тех же энергий.

Первое обнаружение эффекта Черенкова с протонами было получено с применением кубика со стороной в  $1 \text{ см}$  из прозрачного хлористого серебра ( $n = 2,07$ ) с полированными поверхностями. Этот кубик (рис. 19) был окружён посеребрённым сферическим зеркалом, которое фокусировало свет, выходящий в горизонтальной

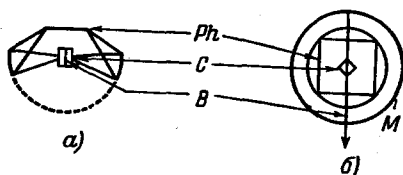


Рис. 19. Один из ранних фотографических детекторов Мэзера, применённый для измерения энергии протонного пучка в  $340 \text{ Мэв}$ : *a* — вид сбоку; *b* — вид сверху; *Ph* — фотографическая пластинка; *M* — сферическое зеркало; *C* — кубик из  $\text{AgCl}$ ; *B* — пучок протонов.

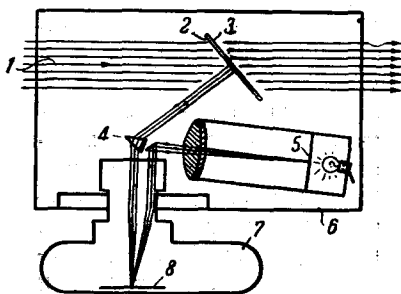


Рис. 20. Фотографический прецизионный прибор Мэзера, предназначенный для точных измерений скорости протонов: *1* — протоны; *2* — стеклянная пластинка; *3* — алюминированная пластинка; *4* — стеклянная призма; *5* — шкала; *6* — светонепроницаемый ящик; *7* — фотокамера; *8* —  $35\text{-мм}$  плёнка.

плоскости, в кольцо в том месте, где располагалась фотографическая пластинка. После этого опыта Мэзер перешёл к улучшению оптической системы, с тем чтобы получить более высокое разрешение в измерениях черенковского угла  $\theta$ . Первым шагом в этом направлении было использование однородной тонкой стеклянной пластинки в качестве источника излучения, наклонённой по отношению к потоку протонов, как показано на рис. 20, так, чтобы часть конуса света выходила бы нормально к поверхности, что исключало бы эффекты преломления первого порядка и сферическую aberrацию. Для того чтобы камера, предназначенная для регистрации света, располагалась достаточно близко к стеклянной пластинке и всё же не была бы слишком близка к пучку протонов, удобно было алюминировать одну из поверхностей пластинки и наблюдать испускаемый свет на его обратном пути через пластинку. Избегая явлений преломления в конверторе, выходящий параллельный пучок фокусируется линзой камеры на плёнке.

Для избежания дисперсии, следующей из выражения (1), Мэзер остроумно вводит малую призму, изображённую на рис. 20, с углом  $\alpha$ , выбранным так, чтобы её дисперсия погашала дисперсию первого порядка лучей Черенкова.

Обозначая через  $\psi$  направление луча, видимого камерой, Мэзер получает следующие условия для ахроматизации системы и искомого угла призмы:

$$\frac{d\psi}{d\lambda} = \frac{d\psi}{dn} \frac{dn}{d\lambda} = \left[ \frac{1}{(n^2 \beta^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} - \frac{2 \sin \frac{1}{2} \alpha}{\left(1 - n^2 \sin^2 \frac{1}{2} \alpha\right)} \right] \frac{dn}{d\lambda} = 0 \quad (40)$$

и

$$\sin \frac{1}{2} \alpha = \frac{1}{\sqrt{n_0^2 + 4(n_0^2 \beta_0^2 - 1)}}, \quad (41)$$

где  $n$  — показатель преломления, соответствующий «эффективной» длине волны всей системы.

В оптической системе имеется освещённая шкала и коллиматор для возможности точных измерений положения изображения Черенкова. На рис. 21 показана микрофотограмма изображения, полученного с этим прибором, и нанесены шкалы  $\theta$ ,  $\beta$  и кинети-

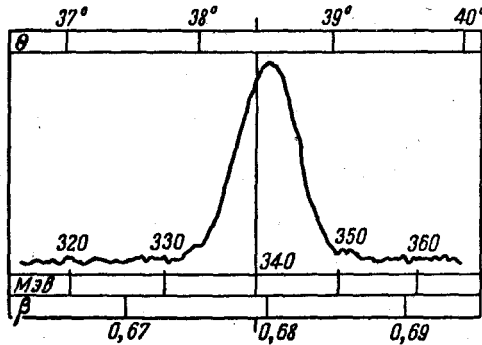


Рис. 21. Микрофотометрическая запись ахроматического изображения радиации Черенкова от протонов<sup>7</sup>.

ческой энергии протонов  $E$ ; можно видеть, что суммарная ошибка не превышает 1%; слагаемые, создающие эту ошибку, сведены в табл. VI.

Значения кинетической энергии  $E$  получены из измеренных величин,  $n$  и  $\theta$  — по формуле (1) и уравнению

$$E = mc^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right], \quad (42)$$

где  $m$  — масса покоя частицы, так что

$$E = mc^2 \left[ \frac{n \cos \theta}{(n^2 \cos^2 \theta - 1)^{1/2}} - 1 \right]. \quad (43)$$

Так как измерения энергии, выполненные Мэзером, являются наиболее точными результатами, полученными при помощи черенков-

Таблица VI

|                                       |              | $\Delta\beta$ | $\Delta E, \text{ Мэв}$ |
|---------------------------------------|--------------|---------------|-------------------------|
| Ошибка в $\theta$ . . . . .           | $\pm 2,5'$   | $\pm 0,00040$ | $\pm 0,6$               |
| Ошибка в $n$ . . . . .                | $\pm 0,0003$ | $\pm 0,00012$ | $\pm 0,2$               |
| Ошибка в отсчёте в $\theta$ . . . . . | $\pm 1,6'$   | $\pm 0,00025$ | $\pm 0,4$               |
| Полная ошибка . . . . .               | —            | $\pm 0,0005$  | $\pm 0,8$               |

ского детектора, мы рассмотрим более подробно различные источники ошибок и обсудим, каким образом в будущих приборах можно было бы их уменьшить так, чтобы приблизиться к теоретическому пределу разрешения.

Имеются шесть эффектов, являющихся источниками разброса в распределении интенсивности черенковских лучей в ахроматической системе, описанной выше; эти эффекты следующие:

- 1) Кулоновское рассеяние пучка протонов в веществе.
- 2) Изменение скорости, так как вещество замедляет протоны.
- 3) Дифракционные эффекты, связанные с конечной длиной пути протонов в стекле.
- 4) Хроматические эффекты второго порядка.
- 5) Внутреннее расхождение входящего пучка протонов.
- 6) Разброс скоростей в этом пучке.

Рассмотрим все эти эффекты по отдельности.

Рассеяние. Среднее квадратичное угла рассеяния для частицы заряда  $ze$  при прохождении её через среду с атомным номером  $Z$  дано Скоттом (1949):

$$\overline{\delta^2} = \frac{8\pi e^4 Z^2 z^2 N X}{p^2 v^2} \ln \frac{150p}{\mu c Z^{1/2}}, \quad (44)$$

где  $N$  — число ядер на  $1 \text{ см}^3$ ,  $X$  — путь, проходимый в среде, и  $\mu$ ,  $p$  и  $v$  — масса, импульс и скорость частицы. В опытах Мэзера, где  $X$  имеет значение  $0,48 \text{ г/см}^2$  вдоль направления пучка, рассеяние приводило к постоянному отклонению в распределении интенсивности по углам порядка  $\Delta\theta = \pm 11'$ .

**Замедление.** Расширение изображения, вносимое изменением величины  $\beta$  при прохождении протоном стеклянной пластинки, вычисляется из выражения для потери энергии данного Бете<sup>58</sup> и Блохом<sup>59</sup>, что приводит к значению 0,99 Мэв. Прямое измерение даёт цифру 0,72 Мэв. В качестве компромисса была принята средняя величина 0,86 Мэв и  $\Delta\theta$  вычислялась из выражения

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \left( \frac{d\theta}{dE} \right) \left( -l \frac{dE}{dx} \right). \quad (45)$$

В приборе, который использовался,  $d\theta/dE = 3,94 \text{ мин/Мэв}$ , следовательно,  $\Delta\theta = 1,7$  угловых минут.

**Диффракция.** Ширина изображения Черенкова увеличивается вследствие диффракции, связанной с конечностью длины пути  $l$ , на величину, даваемую выражением

$$\Delta\theta = \frac{0,38\lambda_{\text{ср}}}{nl \sin \theta}, \quad (46)$$

которое в рассматриваемом случае составляет  $\pm 0,68$  при  $\lambda_{\text{ср}} = 5000 \text{ \AA}$ .

**Хроматические эффекты.** Принимая во внимание спектральное распределение излучения Черенкова (см. (17)) и спектральную чувствительность плёнки и используя формулы (40) и (41), был вычислен разброс  $\pm 3,2$  в значениях  $\psi$ , что, в свою очередь, приводит к значению  $\pm 1,7$  для  $\theta$ .

**Свойства пучка.** Расхождение протонного пучка и разброс энергии частиц вносят свою долю в эффективную ширину черенковского изображения, регистрируемого плёнкой в опытах Мэзера, хотя эти эффекты и не связаны с самим детектором. Расхождение пучка даёт разброс в  $\theta$  порядка  $\Delta\theta = \pm 4'$ , в то время как разброс в величине энергии в пучке  $\sim 1,8 \text{ Мэв}$  приводит к ошибке  $\Delta A \sim \pm 7'$ .

Из этих данных видно, что разброс, который вносится рассеянием, является главным источником ошибок при измерениях  $\theta$ .

Распределение и относительные величины каждого из этих эффектов, а также общая кривая показаны на рис. 22. (Абсциссы даны в угловых минутах  $\theta$ .) Из общей кривой (рис. 22, 7) видно, что стандартное отклонение  $\Delta A_{\text{полное}} \sim \pm 14$  угловых минут. Это значение почти точно совпадает с величиной, полученной из микрофотограммы рис. 21, хотя такое прямое сравнение может считаться

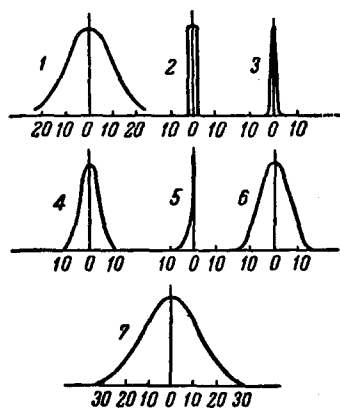


Рис. 22. Отдельные кривые распределения интенсивности по углам для лучей Черенкова в ахроматическом приборе Мэзера: 1 — рассеяние; 2 — замедление; 3 — диффракция; 4 — расхождение; 5 — хроматические эффекты; 6 — разброс энергии; 7 — все шесть эффектов вместе.

оправданным только в том случае, если характеристики фотоплёнки приняты во внимание.

Далее Мэзер обсуждает методы выбора параметров, например показателя преломления и толщины конвертора, для того чтобы получить максимальную точность в приборе этого типа. Результаты

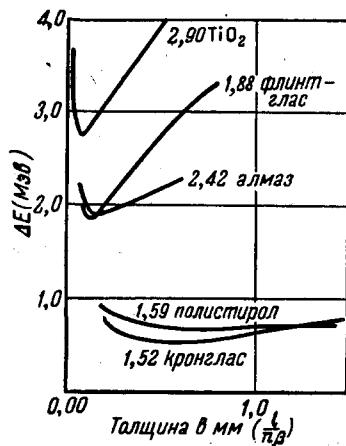


Рис. 23. Вычисленное разрешение энергий в зависимости от толщины вещества в миллиметрах для приборов типа Мэзера<sup>7</sup>.

менении плёнки Ansco Pripile S, плотности тока протонов  $2 \cdot 10^{-11}$  а/см<sup>2</sup> и эффективной площади преобразователя  $\sim 1$  см<sup>2</sup>.

#### д) Протонный селектор

Дюерден и Хиамс<sup>60</sup> разработали водяной детектор для выделения очень слабого потока протонов космических лучей на уровне моря в условиях гораздо более интенсивного фона  $\mu$ -мезонов и электронов. Если частица имеет скорость  $\beta c$  и массу покоя  $M$ , то можно показать, что её остаточный пробег  $R$  связан с этими величинами следующим выражением<sup>61</sup>:

$$R = \frac{Mc^2}{A} [1 - (1 - \beta^2)^2 (1 - \beta)^{-\frac{1}{2}}] \text{ г/см}^2, \quad (47)$$

где  $A = 1,2$ , если  $Mc^2$  выражено в мегаэлектронвольтах.

Далее, если  $\beta c$  меньше или равно черенковской критической скорости для воды  $\beta_c c$ , где  $(1/\beta_c c = n = 1,33)$ , то из этого следует, что

$$Mc^2 \geq 6,85R \text{ Мэв}. \quad (48)$$

Таким образом, если заряженная частица имеет пробег  $> 15 \text{ г/см}^2$  и в то же время не даёт излучения Черенкова, то она должна иметь остаточную энергию  $> 100 \text{ Мэв}$  и поэтому должна быть более тяжёлой, чем  $\mu$ -мезон.

Кривые, вычисленные для полной интенсивности излучения Черенкова для протонов и  $\mu$ -мезонов в воде, показаны на рис. 24, на котором энергии частиц превращены в пробеги, выраженные в граммах на квадратный сантиметр. В обоих случаях имеется небольшая

доля от выбитых электронов, что также показано на рисунке.

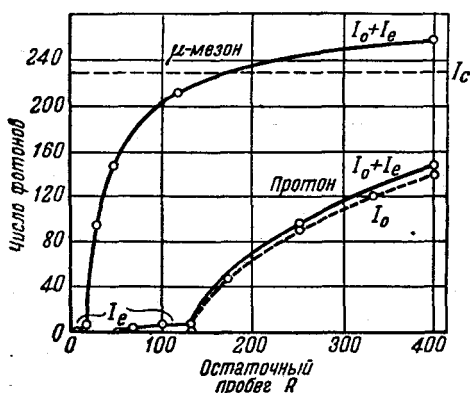


Рис. 24. Теоретические кривые для интенсивности протонов в зависимости от пробега для тяжёлых частиц в воде<sup>60</sup>.  $I_e$  — часть кривой, соответствующая выбитым электронам.

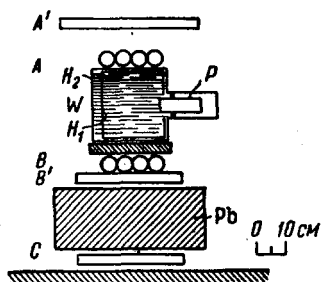


Рис. 25. Водяной детектор, сконструированный Дюерденом и Хиамсом, в котором используется диффузное отражение света<sup>60</sup>.

Главные детали детектора показаны на рис. 25. Во внешнем металлическом ящике  $H_2$  помещён фотоумножитель  $P$  (ЕМ1, тип VX 5045). Внутренний ящик  $H_1$ , сделанный из perspexa, имеет двойные стенки с обеих сторон, в промежутки между которыми насыпан углекислый магний и внутри наполнен дистиллированной водой.

Дюерден и Хиамс использовали большой средний свободный путь видимого света в воде и многократное отражение света от диффузно рассеивающих поверхностей в противоположность применению направленных свойств излучения. Таким способом была достигнута очень высокая эффективность в отношении обнаружения релятивистских частиц, падающих на поверхность в  $400 \text{ см}^2$  внутри конуса с половинным углом  $45^\circ$  (выделяемых телескопом из гейгеровских счётчиков). С этим детектором, помещённым в телескоп, было измерено распределение импульсов отдельных мезонов по высоте (рис. 26), имеющее относительно небольшую ширину.

Из статистических соображений и ширины этого распределения можно показать, что средний сигнал соответствовал эмиссии  $\sim 30$

электронов с фотокатода, давая таким образом оптическую эффективность в  $\sim 15\%$  для полной доли возбуждаемого света, попадающего на фотоэлемент.

Если мы обозначим через  $A$  и  $B$  срабатывания телескопа Гейгера выше и ниже водяного детектора  $W$ , то «тяжёлые частицы» будут выделяться путём регистрации совпадений типа  $A+B-W$ , т. е. совпадений в телескопе Гейгера, не сопровождаемых импульсом в черенковском детекторе. Отбор частиц по пробегу осуществляется путём помещения свинцовой пластинки толщиной 20 см между  $B$  (рис. 25) и следующим положением  $C$  ниже всего прибора. Из наблюдаемого отношения скоростей счёта

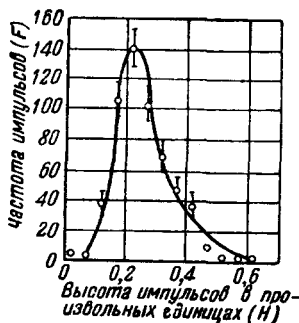
$$\frac{A+B-W}{A+B} = \frac{2,15 \pm 15}{1000}$$

и после введения селектора пробегов  $C$

$$\frac{A+B+W+C}{A+B+C} = \frac{0,32 \pm 0,1}{1000}$$

мы видим, что 80% отсчётов «тяжёлых частиц» связаны с протонами. Остальные 20%, повидимому, обусловлены выбитыми электронами и (или) другими лёгкими частицами, проходящими через прибор в совпадении с протонами. Величина импульса протонов, выделенных методом антисовпадений, составляла 700—

Рис. 26. Экспериментальное распределение черенковских импульсов по высоте в случае отдельных  $\mu$ -мезонов.



1100 Мэв/с; нижний предел получен с помощью селектора пробегов и верхний предел — посредством определения порога Черенкова в воде.

В опытах с этим прибором было найдено, что абсолютный поток протонов с этой величиной момента на уровне моря составляет  $(1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-2} \cdot \text{стерад}^{-1}$ .

Прибор помещался под камерой Вильсона со свинцовым поглотителем внутри для облегчения идентификации тяжёлых частиц с протонами. Было найдено, что  $< 5\%$  этих отсчётов «тяжёлых частиц» должны быть приписаны неэффективности черенковского обнаружения релятивистских частиц.

Описанный здесь селектор отмечает главным образом протоны на уровне моря со скоростями большими, чем это возможно в любом из других методов; абсолютная скорость счёта составляла 3,5 протона в час. В терминах удельной ионизации этот прибор должен идентифицировать протоны, попадающие в него при ионизации, меньшей в 1,3 раза.

За время написания этой статьи Хиамс<sup>62</sup> установил такой детектор в обсерватории Пик-дю-Миди в комбинации с камерой Вильсона

с целью поисков отрицательного протона. В то же время он должен был быть использован для поисков нестабильных тяжёлых мезонов и для измерения времени жизни заряженных  $\chi$ -мезонов; предполагалось использовать второй черенковский счётчик для обнаружения релятивистских продуктов распада.

### е) Альbedo космических лучей

Интересное применение, в котором используется способность черенковского счётчика определять направление движения быстрой частицы, было сделано Винклером<sup>63</sup>. Этим способом он пытался измерить «альbedo» космических лучей в полёте на воздушном шаре при больших высотах; он применил простое устройство, схематически показанное на рис. 27. Альbedo определялось как отношение числа частиц, проходящих снизу вверх к числу частиц, идущих сверху вниз.

Люцитовый блок  $L$ , взятый в качестве черенковской среды, помещался между двумя агрегатами гейгеровских счётчиков  $G_1$  и  $G_2$ . Частицы отмечались счётчиками в схеме простого совпадения при прохождении их вверх или вниз через прибор в небольших пределах углов по отношению к зениту. Для частиц, идущих вниз, вдоль пути, указанного пунктиром, излучение, испускаемое под углом Черенкова ( $n = 1,50$ ,  $\theta = 48^\circ 10'$ ) по отношению к пути, проводится вниз путём внутреннего отражения, пока не достигнет дна, где оно проходит через скошенную поверхность блока. Свет, выходящий через один из срезов, попадает на катод в торце фотоумножителя  $P$ , который оптически присоединён к люциту. Частицы, летящие по тому же пути вверх, дают излучение Черенкова, которое также направлено вверх. В верхнем конце свет поглощается световой ловушкой  $T$ , наполненной чёрным поглощающим веществом.

Суммарный выход был измерен из отношения отсчётов телескопа Черенкова к отсчётам гейгеровского телескопа, т. е. было взято отношение тройных совпадений к двойным  $G_1 L G_2 / G_1 G_2$ . Некоторые результаты этого опыта приведены в табл. VII, где  $N_1$  и  $N_2$  относятся соответственно к случаям, когда прибор был ориентирован так, как показано на рисунке, и в обратном положении, когда детектор поворачивался на  $180^\circ$  около горизонтальной оси (через центр). Цифры таблицы относятся к экстраполированным значениям при нулевом смещении на дискриминаторе, следующем за черенковским детектором.

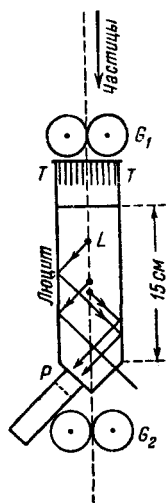


Рис. 27. Прибор Винклера, сконструированный для измерения «альbedo» космических лучей в верхних слоях атмосферы<sup>64</sup>.

Из этих результатов Винклер получил, что альbedo для релятивистских частиц (т. е. для которых  $\beta > 0,7$ ) черенковский порог в люците при зенитном угле в  $60^\circ$ , на глубине атмосферы  $17 \text{ г/см}^2$  составляет  $0,03 \pm 0,02$ . Результаты этого опыта, даже если будет накоплена лучшая статистика, не очень удовлетворительны. Прежде всего, хотя на уровне моря детектор имел высокую эффективность,

Таблица VII

Цифры соответствуют отношению  $G_1LG_2/G_1G_2$  в %

| На уровне моря,<br>$0^\circ$ зенитных |       | 120—150 $\text{г/см}^2$<br>$0^\circ$ зенитных |       | 17 $\text{г/см}^2$<br>$0^\circ$ зенитных |       | 17 $\text{г/см}^2$<br>$60^\circ$ зенитных |       |
|---------------------------------------|-------|-----------------------------------------------|-------|------------------------------------------|-------|-------------------------------------------|-------|
| $N_1$                                 | $N_2$ | $N_1$                                         | $N_2$ | $N_1$                                    | $N_2$ | $N_1$                                     | $N_2$ |
| 94                                    | 21    | 70                                            | 16    | 93                                       | 18    | 69                                        | 16    |

94%, для частиц, идущих вниз, эта цифра падала до 70% при  $130 \text{ г/см}^2$  и затем опять возрастала до 93% при  $17 \text{ г/см}^2$ . Это говорит о том, что отношение числа релятивистских частиц к числу нерелятивистских меняется при прохождении через атмосферу. Сам по себе этот факт не удивителен, так как теперь известно, что структура космических лучей является сложной функцией глубины проникновения в атмосферу. Из этого следует, что однозначная интерпретация измерений альbedo со счётчиками Черенкова в этом методе могла бы быть возможной только при учёте и других данных при анализе результатов (например, данных о массах и спектрах энергии частиц). Во-вторых, мы видим из табл. VII, что на уровне моря эффективность обнаружения не больше 21%, если аппарат перевернут. Так как известно, что поток релятивистских частиц, идущий вверх от поверхности, гораздо меньше  $\sim 0,23$  от потока, идущего сверху вниз, то мы видим, что отношение эффективности обнаружения последних в двух положениях детектора составляет всего лишь 4,5/1. Часть «обратной» эффективности можно объяснить боковыми ливнями, проникающими в прибор, хотя трудно было бы объяснить этим всё.

Отношение прямого выхода в обратному, составляющее 10/1, было получено Винклером при более высоких значениях смещения, но, как нашёл Джелли<sup>45</sup>, это было получено за счёт абсолютной эффективности. Например, для  $N_1$  и  $N_2$  были найдены значения 62 и 6% (см. первую колонку в табл. VII) при уровне смещения в 25 в.

Винклер и Андерсон<sup>64</sup> улучшили недавно этот приёмник, введя новый тип фотоумножителя (RCA, тип C7175), имеющий очень большую поверхность катода,  $85 \text{ см}^2$ , нанесённого на цилиндрическую стеклянную оболочку. Преобразователь из люцита был сделан

вогнутым с одного конца и оптически соединялся с фотоумножителем. С этим детектором, помещённым между счётчиками Гейгера, как было упомянуто, и настроенным на вертикальный поток космических лучей, в подземной лаборатории они получили замечательно узкий максимум распределения импульсов по высоте с полной шириной 23% на полувывоте максимума (рис. 28). Эта ширина согласуется с вычисленным значением эмиссии в 6500 квантов на частицу и выходом катода от 5 до 10%. Выход такого приёмника достигал 100%, и было найдено очень высокое отношение  $N_1/N_2$ . Этот приёмник вскоре был применён к проблеме «альбедо».

### V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детектор Черенкова был испытан и оказался очень полезным инструментом в ядерной физике и физике космических лучей, так как он даёт большую скорость, высокий выход и обладает заметными направленными свойствами. Кроме того, он прост по конструкции и для его изготовления не требуется редких материалов. Его применения, однако, до некоторой степени ограничены самой природой черенковского излучения, хотя, повидимому, в ближайшем будущем его использование должно расшириться, так как новые типы ускорителей будут давать частицы с всё большими и большими энергиями.

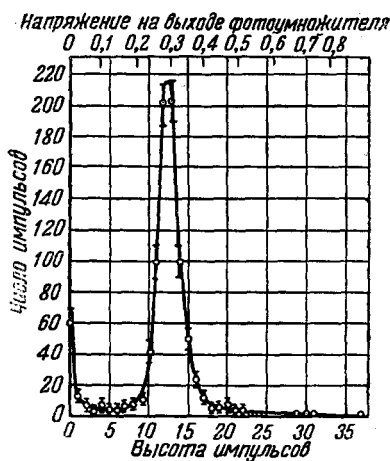


Рис. 28. Распределение импульсов космических частиц по высоте, полученное под землёй с помощью детектора, сконструированного Винклером<sup>64</sup>.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Черенков, ДАН СССР 2, 451 (1934).
2. И. М. Франк и И. Е. Тамм, ДАН СССР 14, 109 (1937).
3. L. Mallet, C. R. Acad. Sci. (Paris), 188, 445 (1929).
4. С. И. Бавилов, ДАН СССР 2, 457 (1934).
5. G. Collins and V. Reiling, Phys. Rev. 54, 499 (1938).
6. W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation (Oxford University Press), 1944.
7. R. L. Mather, Phys. Rev. 84, 181 (1951).
8. П. А. Черенков, ДАН СССР 3, 413 (1936).
9. П. А. Черенков, ДАН СССР 14, 101 (1937).
10. П. А. Черенков, ДАН СССР 14, 105 (1937).
11. П. А. Черенков, Phys. Rev. 52, 378 (1937).
12. П. А. Черенков, ДАН СССР 21, 116 (1938).

13. П. А. Черенков, ДАН СССР 21, 319 (1938).
14. П. А. Черенков, Изв. АН СССР, сер. физич. 4—5, 455 (1937).
15. И. Е. Тамм, J. of Phys. USSR 1, 439 (1939).
16. A. Sommerfeld, Göttingen Nachricht 99, 363 (1904).
17. F. Klein and A. Sommerfeld Theorie d. Kreisels, Leipzig IV, стр. 925 (1910).
18. В. Л. Гинзбург, J. of Phys. USSR 3, 101 (1940).
19. К. Такака, UCRL, Report N. 1286 (1951).
20. И. М. Франк, ДАН СССР 42, 341 (1944).
21. Li, Yin-Yuan, Phys. Rev. 80, 104 (1950).
22. L. I. Schiff, Quantum Mechanics, стр. 264 (McGraw-Hill, New York), 1949.
23. H. Wyckoff and J. E. Henderson, Phys. Rev. 64, 1 (1943).
24. J. M. Harding and J. E. Henderson, Phys. Rev. 74, 1560 (1948).
25. Li, Yin-Yuan, Phys. Rev. 82, 281 (1951).
26. K. G. Dedrick, Phys. Rev. 87, 891 (1952).
27. E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
28. G. Beck, Phys. Rev. 74, 795 (1948).
29. T. Taniuti, Progr. Theor. Phys. Japan 6, 207 (1951).
30. N. Bohr, Dann. Mat. Fys. Med. 18 (8) (1948).
31. M. Schönberg, Nuovo Cimento 9 (2), 210 (1952).
32. P. Budini, Phys. Rev. 89, 1147 (1953).
33. P. Budini, Nuovo Cimento 10 (3), 236 (1953).
34. R. M. Sternheimer, Phys. Rev. 89, 1148 (1953).
35. В. Л. Гинзбург, J. of Phys. USSR 2, 441 (1940).
36. R. T. Cox, Phys. Rev. 66, 106 (1944).
37. J. M. Jauch and K. M. Watson, Phys. Rev. 74, 1485 (1948).
38. J. Jauch and K. M. Watson, Phys. Rev. 75, 1249 (1949).
39. В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физич. 11 (2), 165 (1947).
40. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 56 (7), 699 (1947).
41. M. Abele, Nuovo Cimento, Supplement № 9, 207 (1952).
42. I. A. Getting, Phys. Rev. 71, 123 (1947).
43. R. H. Dicke, Phys. Rev. 71, 737 (1947).
44. P. B. Weisz and B. L. Anderson, Phys. Rev. 72, 431 (1947).
45. J. V. Jelley, Proc. Phys. Soc. A64, 82 (1951).
46. G. T. Reynolds, F. B. Harrison and G. Salvini, G., Phys. Rev. 78, 488 (1950).
47. P. Bassi, Nuovo Cimento 8 (10), 807 (1951).
48. P. Bassi, A. M. Bianchi and C. Manduchi, Nuovo Cimento 9, 861 (1952).
49. E. H. Belcher, Proc. Roy. Soc. A216, 90 (1953).
50. P. I. Dee and W. T. Richards, Nature, 168, 736 (1951).
51. F. S. Dainton, Ann. Rep. Chem. Soc. 45, 5 (1949).
52. M. A. Greenfield, A. Norman, A. H. Dowdy and P. M. Kratz, J. Opt. Soc. Amer. 43 (1), 42 (1953).
53. W. Galbraith and J. V. Jelley, Nature, Lond. 171, 349 (1953).
54. T. N. K. Godfrey, F. B. Harrison and J. W. Keuffel, Phys. Rev. 84, 1248 (1951).
55. G. A. Morton, RCA Revue 10, 525 (1949).
56. J. Marshall, Phys. Rev. 81, 275 (1951).
57. J. Marshall, Phys. Rev. 86, 685 (1952).
58. H. A. Bethe, Handb. der Physik 24, 522 (1933).
59. F. Bloch, Ann. Phys. Lpz. 16, 285 (1933).
60. T. Duerden and B. D. Hyams, Phil. Mag. 43, 717 (1952).
61. L. Janossy, Cosmic Rays (Clarendon Press, Oxford), стр. 127, 1948.
62. B. D. Hyams, Личное сообщение, 1953.
63. J. Winckler, Phys. Rev. 85, 1054 (1952).

64. J. Winckler and K. Anderson, Rev. Sci. Instr. **23**, 765 (1952).
  65. П. А. Черенков, ДАН СССР **20**, 651 (1938),
  66. S. Robin, J. Phys. Radium (Paris), **11** (1950).
  67. W. T. Scott, Phys. Rev. **76**, 212 (1949).
  68. A. Battig, Instituto de Fisica. Universidad Nacional del Tucuman, Argentina, Publication № 591, том **30** (1951).
  69. Z. Bay, M. R. Cleland and F. McLernon, Phys. Rev. **87**, 901 (1952).
  70. P. M. S. Blackett, Gassiot, Comm. Rep. Phys. Soc, **34** (1948).
  71. F. X. Eder, Funk u. Ton. **3**, 1949, 67 (1949).
  72. E. Maurer and H. Kolz, Zeits. angew. Phys. **2**, 223 (1950).
-