

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ГАЗОВЫЕ ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ

*А. С. Вовенко, Б. А. Кулаков, М. Ф. Лихачев, Ю. А. Матуленко,
И. А. Савин, В. С. Ставинский*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	453
I. Дифференциальные газовые черенковские счетчики (ДГС)	457
А. Ширина максимума эффективности ДГС	458
Б. Фоя в ДГС	461
В. Определение массы и импульса частиц пучка с помощью ДГС	466
II. Пороговые газовые черенковские счетчики (ПГС)	468
А. Аппаратурные факторы, влияющие на эффективность пороговых счетчиков	468
Б. Влияние распределения частиц в пучке по скоростям на форму кривой эффективности ПГС	470
В. Эффективность ПГС выше порога излучения	471
Г. Разрешение ПГС по скорости	474
III. Оптика газовых черенковских счетчиков	475
IV. Газы, используемые в черенковских счетчиках	479
А. Общие требования и получение определенных интервалов коэффициентов преломления	479
Б. Определение коэффициента преломления газа	481
В. Дисперсия газов	483
V. Конструкции черенковских газовых счетчиков	484
А. Пороговые газовые счетчики	484
Б. Дифференциальные газовые счетчики	493
Приложение	502
Цитированная литература	504

ВВЕДЕНИЕ

Заряженные частицы, движущиеся в прозрачной среде со скоростью, большей фазовой скорости света в этой среде, испускают специфическое излучение, часть спектра которого лежит в видимой области. Впервые это излучение было открыто и изучено С. И. Вавиловым и П. А. Черенковым в 1934—1938 гг. и теоретически объяснено И. М. Франком и И. Е. Таммом в 1937—1939 гг. С тех пор появилось много экспериментальных и теоретических исследований *), посвященных этому явлению. Напомним его основные свойства.

Излучение Вавилова — Черенкова характеризуется резкой направленностью. Угол излучения, скорость частицы и коэффициент преломления среды связаны соотношением **)

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

*) Обзоры большинства исследований можно найти в работах ^{1,2}.

**) Здесь и в дальнейшем, кроме особо отмеченных случаев, используются общепринятые обозначения: θ — угол между направлением излучения и направлением

Энергия, излучаемая частицей при прохождении в среде пути длиной l , выражается равенством

$$W = 4\pi^2 e^2 l \int_{\beta n > 1} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right] \lambda^{-3} d\lambda. \quad (2)$$

Если в некоторой области длин волн пренебречь дисперсией коэффициента преломления, т. е. считать, что $n(\lambda_1 \div \lambda_2) = \bar{n}$, из соотношения (2) легко получить число фотонов, испущенных частицей на том же пути:

$$N = 2\pi e^2 (\hbar c)^{-1} l (\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}) \sin^2 \bar{\theta} = B(\lambda_1, \lambda_2) l \sin^2 \bar{\theta}. \quad (3)$$

Оценки показывают, что при $\beta \approx 1$ в твердых и жидких средах, где $\bar{n} \approx 1,5$, на пути в 1 см образуется 200—300 фотонов, а в газообразных средах, для $\bar{n} \approx 1,01$, около десяти фотонов.

Несмотря на такое малое количество света, излучение Вавилова — Черенкова можно применять для регистрации заряженных частиц большой энергии с помощью так называемых черенковских счетчиков. Черенковские счетчики в общих чертах состоят из среды (радиатора), в которой образуется свет, оптической системы, собирающей его, фотоумножителей (ФЭУ), преобразующих свет в электрические импульсы, и электронной аппаратуры, регистрирующей эти импульсы. Существуют черенковские счетчики двух типов — пороговые (или интегральные) и угловые (или дифференциальные).

Пороговые счетчики имеют оптические системы, чувствительные к свету, испущенному в широком интервале углов, и регистрируют частицы, скорость которых больше некоторой пороговой величины β_t , определяемой из соотношения (1) при условии, что $\cos \theta = 1$:

$$\beta_t = \frac{1}{n}. \quad (4)$$

Дифференциальные счетчики регистрируют частицы, скорость которых β_0 удовлетворяет условию $\beta_0 > \beta_t$ и заключена в узком интервале от β_0 до $\beta_0 + \Delta\beta$. Достигается это благодаря тому, что их оптические системы чувствительны к свету, излученному соответственно в узкой области углов между θ_0 и $\theta_0 + \Delta\theta$. Связь $\Delta\theta$ с $\Delta\beta$, или разрешающую способность счетчика по скорости, получим, продифференцировав соотношение (1):

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \operatorname{tg} \theta_0 \Delta\theta = (n^2 \beta^2 - 1)^{1/2} \Delta\theta. \quad (5)$$

Очевидно, что разрешающая способность углового счетчика будет тем лучше, чем на меньший угол настроена оптическая система и чем уже ее область чувствительности. Наилучшее разрешение по скорости можно получить, когда $\Delta\theta$ — порядка естественной ширины пика *) интенсивности черенковского света.

Черенковские счетчики часто применяются для идентификации частиц по массам. Так как излучение Вавилова — Черенкова зависит только от скорости, для определения массы требуется однозначная связь между этими двумя величинами. Такая связь существует в пучке частиц с определенным импульсом, дискретный спектр скоростей которого соответствует

движения частицы, β — скорость частицы, выраженная в единицах скорости света, n — коэффициент преломления света в среде, λ — длина волны света и т. д. Введенные обозначения имеют один и тот же смысл на протяжении всего текста. Поэтому во избежание повторений значение символа объясняется в том месте, где он вводится впервые.

*) Шириной пика называем полуширину максимума на половине его высоты.

дискретному набору масс. Следовательно, области чувствительности черенковских счетчиков по скорости можно перевести в области чувствительности по массам. При этом пороговой скорости в данном радиаторе соответствует определенная масса m_t , и пороговые счетчики будут регистрировать все частицы с массами меньше m_t , имеющими скорость больше, чем β_t . Вследствие взаимно однозначной связи массы со скоростью, каждая частица с массой меньше m_t будет излучать свет под определенным углом. Настраивая соответствующим образом оптическую систему дифференциального счетчика, можно выбирать нужные частицы. Аналогичный результат можно получить и с оптической системой, настроенной на постоянный угол излучения, если менять радиатор так, чтобы произведение $n\beta$ оставалось постоянным.

Комбинируя пороговые и угловые счетчики, выделяют практически любые известные в настоящее время заряженные частицы. Однако при больших энергиях, когда $\beta \rightarrow 1$ и различие скоростей частиц очень маленькое ($\Delta\beta \ll 1$), селективные свойства черенковских счетчиков с твердым или жидким радиатором теряются. В самом деле, при $n \sim 1,5 \div 1,3$ пороговая скорость довольно низка ($\beta_t \sim 0,7 \div 0,8$), частицы любой массы излучают черенковский свет, а углы излучения близки к максимальному, определяемому равенством $\cos \theta_{\max} = 1/n$. Естественно, что при этом разница в углах излучения очень мала. Из соотношения (5) видно, что при $\beta \rightarrow 1 \Delta\theta \sim \Delta\beta$. Так как $\Delta\beta \ll 1$, для выделения частицы определенной массы требуются оптические системы, чувствительные в очень узком интервале углов. Создание таких систем сопряжено с большими техническими трудностями^{3, 4}.

Селективные свойства черенковских счетчиков с газовыми радиаторами сохраняются вплоть до сверхвысоких энергий. Действительно, коэффициент преломления газа в принципе можно сделать сколь угодно близким к единице и, следовательно, при любой энергии использовать пороговые свойства излучения Вавилова — Черенкова. С другой стороны, из соотношения (5) при $n \sim 1$ следует, что $\Delta\theta \gg \Delta\beta$, т. е. изменение угла значительно больше изменения скорости. Поэтому даже при малой разнице в скоростях можно настроить оптическую систему на определенный угол и регистрировать частицы с определенной массой, если только образуется достаточное количество света.

Газовые среды в черенковских счетчиках обладают важным преимуществом по сравнению с твердыми и жидкими. Коэффициент преломления в газе зависит от его плотности, которая изменяется в зависимости от давления и температуры. Это позволяет настраивать газовые счетчики на разные интервалы скоростей. Связь коэффициента преломления с плотностью выражается известным законом Лорентц — Лоренца

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{R\rho}{M}, \quad (6)$$

который в случае газов можно приближенно записать в виде

$$n^2 - 1 = \frac{3R\rho}{M} \quad \text{или} \quad n - 1 = D\rho, \quad D = \frac{3R}{2M}, \quad (7)$$

где ρ и M — плотность и молекулярный вес газа, R — константа для данного газа, называемая молекулярной рефракцией.

Существенным недостатком газовых черенковских счетчиков является их большая длина. Это связано с тем, что угол излучения в газе, а следовательно, и интенсивность малы. Требования высокой эффективности регистрации частиц вынуждают делать счетчики длиной около одного метра и больше.

I. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ (ДГС)

Схема работы дифференциального счетчика ясна из предыдущего. Свет, излучаемый частицей под определенным углом к траектории движения, собирается оптической системой на фотоумножитель, который преобразует его в электрические импульсы, регистрируемые электронной аппаратурой. Поскольку оптическая система чувствительна в узком интервале углов излучения, количество света, собранного на фотоумножитель, а следовательно, и эффективность счетчика будут иметь вид резко выраженного пика на некотором фоне. Форму эффективности дифференциального газового счетчика в функции угла свечения можно получить, снимая, например, зависимость счета частиц данной скорости от плотности газа. Очевидно, что она подобна форме кривой интенсивности излучения Вавилова — Черенкова и имеет вид, представленный на рис. 2.

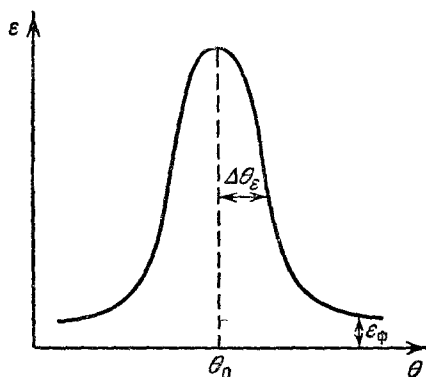


Рис. 2. Схематический вид кривой эффективности ДГС в зависимости от угла черенковского свечения.

Ширина максимума эффективности $\Delta\theta_e$, определяющая разрешающую способность счетчика по скорости, зависит от ширины максимума излучения $\Delta\theta_0$ и от чувствительности электронной аппаратуры, регистрирующей импульсы фотоумножителя.

Факторы, определяющие величину $\Delta\theta_0$, можно объединить в три группы:

- 1) «Угловые» факторы: угловое распределение частиц в пучке, эффекты дифракции света и многократного рассеяния частицы в веществе счетчика.
- 2) «Энергетические» факторы: импульсное распределение частиц в пучке и потери энергии частицей на столкновения с атомами среды.
- 3) «Технические» факторы: дисперсия показателя преломления и ошибки оптической системы.

Каждое из отмеченных явлений приводит к соответствующему расширению кривой интенсивности излучения Вавилова — Черенкова.

В зависимости от чувствительности электронной аппаратуры ширина максимума эффективности ДГС может быть как больше, так и меньше $\Delta\theta_0$.

Максимум эффективности счета ДГС в зависимости от угла излучения имеет широкие крылья, переходящие в приблизительно изотропный фон. Наличие фона не связано с природой черенковского излучения первичной частицы и обусловлено различными физическими явлениями, происходящими в стенках и радиаторе счетчика. Основные из них следующие:

- а) черенковское излучение δ -электронов, образованных падающей частицей;
- б) черенковское излучение вторичных частиц, образованных в результате ядерного взаимодействия;
- в) дифракция света и многократное рассеяние частицы на большие углы;
- г) молекулярное рассеяние света;
- д) большие потери энергии частицей на столкновения с атомами среды;
- е) сцинтилляция газа и тормозное излучение.

Величина фона зависит также от качества обработки поверхностей оптической системы.

Рассмотрим подробнее причины, определяющие ширину максимума эффективности и фон $\varepsilon_{\text{ф}}$.

А. Ширина максимума эффективности ДГС

А1. Максимальный угловой разброс частиц в пучке $\Delta\theta_{11}$ и связанное с ним расширение кривой интенсивности излучения определяются либо геометрическими размерами самого счетчика, либо телескопом сцинтилляционных счетчиков, на совпадения с которыми включается черенковский счетчик. Если диаметр сцинтилляционных счетчиков D много меньше базы L , на которой они расположены, то

$$\Delta\theta_{11} \approx \frac{D}{L}.$$

Для повышения интенсивности частиц на ускорителях применяют системы из квадрупольных линз, позволяющие формировать почти

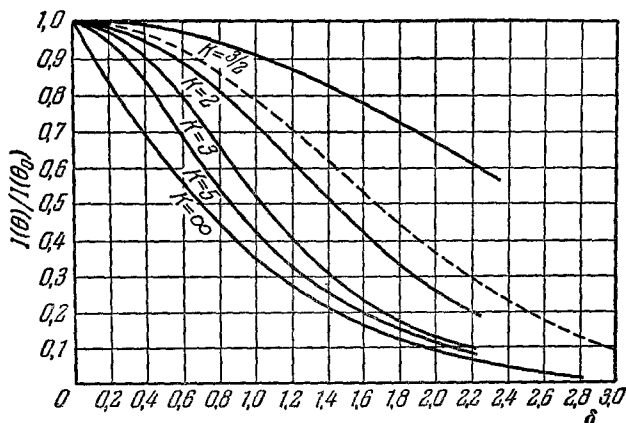


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности черенковского излучения, вычисленное с учетом дифракции и многократного рассеяния частицы.

Пунктирная кривая — проекция углового распределения частиц, выходящих из радиатора

параллельные пучки. Очевидно, что расходимость пучка будет определять нижний предел углового разброса частиц, проходящих через черенковский счетчик. Обычно эта расходимость имеет порядок $\sim 10^{-3}$ рад.

Частица, даже двигавшаяся ранее параллельно оси счетчика, может пройти под углом к ней, испытав рассеяние на передней стенке счетчика или на атомах среды. Задача о расширении кривой интенсивности черенковского света за счет многократного рассеяния в среде с учетом дифракции была решена Дедриком ⁸. Для малых углов рассеяния $|\theta_0 - \theta| \ll 1$ распределение интенсивности черенковского излучения в зависимости от угла показано на рис. 3, где по оси ординат отложено отношение интенсивности при данном угле θ к максимально возможной интенсивности при угле $\theta_0 = \arccos \frac{1}{n\beta_0}$. По оси абсцисс отложена величина

$$\delta = \frac{|\theta_0 - \theta| \sqrt{2}}{\langle \theta^2 \rangle^{1/2}}, \quad (8)$$

где $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичный угол многократного рассеяния частицы

в радиаторе счетчика. В том случае, когда радиатор черенковского счетчика достаточно тонкий, $\langle \theta^2 \rangle$ можно записать в виде ⁹

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{E_s^2 t}{k^2 \beta^2}, \quad (9)$$

где $E_s = 21 \text{ Мэв}$, t — толщина в радиационных единицах, k — импульс частицы.

Параметр K на кривых рис. 3 определяется соотношением

$$K = \left(\frac{6\pi}{\sqrt{2}} n \sin \theta_0 \frac{l}{k} \langle \theta^2 \rangle^{1/2} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

В качестве характеристики ширины распределения возьмем угол, при котором интенсивность света вдвое меньше максимальной. Тогда, на основании формулы (8), расширение кривой интенсивности черенковского света за счет многократного рассеяния с учетом дифракции составит величину

$$\Delta \theta_{12} = \delta_{1/2}(K) \frac{\langle \theta^2 \rangle^{1/2}}{\sqrt{2}}, \quad (11)$$

где $\delta_{1/2}(K)$ соответствует $I(\theta)/I(\theta_0) = 1/2$.

Для газового счетчика длиной 1,5 м, наполненного этиленом до давления 30 ат, при импульсе частиц 3 Бэв/с $\Delta \theta_{12} = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$.

Многократное рассеяние частиц в передней стенке счетчика также увеличивает угловой разброс частиц, проходящих через счетчик, и, следовательно, приводит к дополнительному расширению максимума интенсивности света на величину $\Delta \theta_{13}$. Мерой этого расширения можно считать среднеквадратичный угол многократного рассеяния. Так как обычно стенки, через которые проходят частицы, тонкие, $\Delta \theta_{13}$ определяется соотношением (9), где теперь t — толщина стенки в радиационных единицах.

Ширину максимума излучения Вавилова — Черенкова, обусловленную всеми «угловыми» эффектами, определим так:

$$\Delta \theta_1 = \sqrt{(\Delta \theta_{11})^2 + (\Delta \theta_{12})^2 + (\Delta \theta_{13})^2}. \quad (12)$$

С увеличением энергии среднеквадратичный угол многократного рассеяния уменьшается как за счет роста k , так и за счет уменьшения t , потому что для настройки счетчика на большую скорость требуется меньший показатель преломления, т. е. меньшая плотность газа. Следовательно, с ростом энергии $\Delta \theta_1$ будет уменьшаться и стремиться к постоянному пределу, определяемому расходимостью пучка.

А2. Если импульс частиц, проходящих через счетчик, заключен в некотором интервале Δk , то максимум интенсивности черенковского излучения расширится на величину $\Delta \theta_2$, определяемую в случае $\Delta k \ll k$ выражением

$$\Delta \theta_2 = \frac{1}{\gamma^2 \operatorname{tg} \theta_0} \frac{\Delta k}{k}, \quad (13)$$

где $\gamma = E/m$, E — полная энергия частицы. Отсюда видно, что $\Delta \theta_2$ обратно пропорциональна тангенсу угла θ_0 , на который настроена оптическая система. Если бы неопределенность импульса частиц была единственным фактором, приводящим к расширению кривой интенсивности излучения, то, подставив соотношение (13) в (5), мы получили бы предельное разрешение черенковского счетчика по скорости, независимое от угла свечения:

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta k}{k}. \quad (14)$$

Неопределенность импульса частиц, проходящих через счетчик, складывается из разброса по импульсу частиц в пучке (Δk_1) и потерь энергии на столкновения в радиаторе (Δk_2). Величина Δk_1 определяется расчетом либо методом токонесущей проволоки. (Ниже будет показано, как можно оценить Δk_1 с помощью кривой эффективности ДГС к пучку частиц, в котором присутствуют частицы по крайней мере двух различных масс.) Считая, что потери энергии частицей в счетчике малы, величину Δk_2 определим следующим образом:

$$\Delta k_2 = \frac{dk}{dl} l,$$

где dk/dl — потери импульса на единице пути.

Если пренебречь статистическими флуктуациями потерь энергии на столкновения, то в качестве оценки расширения максимума кривой интенсивности излучения за счет распределения частиц по импульсу можно принять соотношение

$$\Delta \theta_2 = \frac{1}{\gamma^2 \operatorname{tg} \theta} \frac{\sqrt{(\Delta k_1)^2 + (\Delta k_2)^2}}{k}, \quad (15)$$

откуда видно, что с увеличением энергии частиц $\Delta \theta_2$ уменьшается.

А3. Зависимость коэффициента преломления среды от длины волны света приводит к тому, что излучение частицы, имеющей определенную скорость, согласно соотношению (1) заключено в некотором интервале углов $\Delta \theta_{31}$. С точки зрения увеличения интенсивности (см. соотношение (3)) выгодно использовать максимально возможный интервал длин волн. Однако расширение спектральной области связано с увеличением дисперсии и, следовательно, ухудшает разрешающую способность счетчика по скорости. Дифференцируя (1), находим

$$\Delta \theta_{31} = \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_0} \frac{\Delta n}{n}. \quad (16)$$

Размытие угла черенковского излучения вследствие дисперсии коэффициента преломления, так же как и распределение частиц по импульсу, накладывает ограничение на разрешение ДГС по скорости. Подстановка $\Delta \theta_{31}$ в соотношение (5) дает

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{\Delta n}{n}. \quad (17)$$

Дисперсия коэффициентов преломления газов рассмотрена в гл. IV.

Всякая реальная оптическая система собирает свет, испущенный в некотором конечном интервале углов, и в то же время обладает рядом погрешностей, приводящих к расширению максимума излучения Вавилова — Черенкова на величину $\Delta \theta_{32}$. Простейшие системы, их погрешности и оценка величины $\Delta \theta_{32}$ приведены в гл. IV.

Суммируя изложенное, можно считать, что полная ширина максимума кривой углового распределения черенковского света будет характеризоваться следующим соотношением:

$$\Delta \theta_0 = \sqrt{(\Delta \theta_1)^2 + (\Delta \theta_2)^2 + (\Delta \theta_{31})^2 + (\Delta \theta_{32})^2}. \quad (18)$$

Минимальное значение $\Delta \theta_0$ при бесконечной энергии определяется расходимостью пучка, дисперсией коэффициента преломления и оптикой:

$$\Delta \theta_{0 \min} = \sqrt{\Delta (\theta_{11})^2 + (\Delta \theta_{31})^2 + (\Delta \theta_{32})^2}.$$

В соответствии с этим и разрешающая способность ДГС по скорости не может быть сделана произвольно высокой.

Б. Ф о н в ДГС

Фон в счетчике создают частицы, скорость которых такова, что они не должны регистрироваться им. Однако вследствие взаимодействия этих «вредных» частиц с веществом счетчика образуется свет, часть которого попадает в область чувствительности оптической системы ДГС. Рассмотрим эти взаимодействия.

Б1. Заряженная частица, проходя через счетчик, испытывает столкновения с электронами, в результате чего электроны отдачи (δ-электроны) могут получить значительную энергию E' . Из законов сохранения следует, что

$$E' = 2m_e \frac{k^2 \cos^2 \varphi}{[m_e + (k^2 + m^2)^{1/2}] - k^2 \cos^2 \varphi} \quad (c = 1).$$

Пренебрегая массой электрона в знаменателе, получим

$$E' \approx 2m_e \frac{k^2 \cos^2 \varphi}{m^2 + k^2 \sin^2 \varphi}, \quad (19)$$

где k , m — импульс и масса падающей частицы, φ — угол вылета δ-электрона по отношению к траектории частицы.

Если $\varphi = 0$, электрон получает максимальную энергию

$$E'_{\max} = 2m_e \left(\frac{k}{m} \right)^2. \quad (20)$$

Вероятность столкновения частиц с электронами вычислялась различными авторами (см., например, ¹⁰). Для частиц со спином нуль вероятность образования δ-электрона с энергией от E' до $E' + dE'$ в газе с плотностью ρ на пути l_0 равна

$$\Psi(E, E') dE' = l_0 \rho \cdot 2C \frac{m_e}{\beta^2} \frac{dE'}{(E')^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_{\max}} \right), \quad (21)$$

$$C = 0,15 \frac{Z}{A} \text{ см}^2/\text{г}.$$

Для частиц с отличным от нуля спином эта формула будет приближенной. Подсчитаем полное число δ-электронов с энергией выше пороговой:

$$N_\delta = \int_{E'_t}^{E'_{\max}} \Psi(E, E') dE' = 2Cl_0 \rho \frac{m_e}{\beta} \left[\frac{1}{E'_t} - \frac{1}{E'_t} \left(1 + \beta^2 \ln \frac{E'_{\max}}{E'_t} \right) \right]. \quad (22)$$

Пороговая энергия E'_t определяется коэффициентом преломления газа. Из равенства (4) получаем

$$E'_t = \frac{nm_e}{\sqrt{n^2 - 1}} \approx \frac{m_e}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (23)$$

Если будем интересоваться числом δ-электронов, образованных в газе, коэффициент преломления которого соответствует порогу регистрации дифференциальным счетчиком частицы с массой m_0 и скоростью β_0 , т. е. при $n = n_{i_0}$, то из соотношения (4)

$$n_{i_0}^2 - 1 = \left(\frac{m_0}{k} \right)^2. \quad (24)$$

Подставляя выражения (19), (20), (23) и (24) в (22), получим

$$N_{\delta} = 2l_0 q C \frac{1}{\beta^2} \frac{m_0}{k} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{m_0}{k} \left(1 + \beta^2 \ln \frac{2k}{m_0} \right) \right].$$

Для частиц высокой энергии выполняются условия $\beta \sim 1$, $\frac{m_0}{k} \ll 1$. Поэтому

$$N_{\delta} \approx 2l_0 q C \left(\frac{m_0}{k} \right). \quad (25)$$

Подставляя сюда соотношение (7), с учетом (24) окончательно имеем

$$N_{\delta} \approx 2l_0 C \frac{M}{3R} \left(\frac{m_0}{k} \right)^3.$$

В ряде случаев для вычисления вероятности регистрации «вредных» частиц через δ -электроны достаточно ограничиться определением их числа, так как равенство (25) дает верхний предел фона за счет столкновения с электронами (естественно, что это справедливо, если $N_{\delta} \ll 1$ и эффективность регистрации δ -электрона равна единице). Если же грубая оценка недостаточна, то необходим более точный расчет.

Вероятность регистрации «вредной» частицы через δ -электроны $\varepsilon_{\Phi 1}$ можно записать в виде

$$\varepsilon_{\Phi 1} = \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \Psi(\varphi) P(\varphi) d\varphi, \quad (26)$$

где $\Psi(\varphi) d\varphi$ — вероятность образования δ -электронов в стенках и газе счетчика, вылетающих в интервале углов $\varphi \div \varphi + d\varphi$, по отношению к траектории частицы, а $P(\varphi)$ — вероятность регистрации этих δ -электронов. Величину $\Psi(\varphi) d\varphi$ получим из формул (21) и (19). При этом для упрощения завышаем оценку, считая, что в (21) существен только множитель, стоящий перед круглой скобкой. Тогда

$$\Psi(\varphi) d\varphi = 2Cl_0 q \frac{1}{\beta^4} \frac{\sin \varphi}{\cos^3 \varphi} d\varphi. \quad (27)$$

Как будет показано ниже, если электронная аппаратура чувствительна к импульсам, соответствующим выбиванию одного фотоэлектрона из фотокатода ФЭУ, $P(\varphi)$ можно записать в виде

$$P(\varphi) = 1 - e^{-\bar{N}(\varphi)}, \quad (28)$$

где $\bar{N}(\varphi)$ — среднее число фотоэлектронов, образующихся на фотокатоде ФЭУ от черенковского излучения δ -электрона, вылетевшего под углом φ к траектории частицы. С учетом выражения (3)

$$\bar{N}(\varphi) = B(\lambda_1, \lambda_2) \sin^2 \alpha(\varphi) \varepsilon(\lambda) l(\varphi) \gamma(\varphi), \quad (29)$$

где $\varepsilon(\lambda)$ — квантовая чувствительность фотокатода, α — угол черенковского свечения δ -электрона, $\gamma(\varphi)$ — доля света, попадающая в область чувствительности оптической системы счетчика, $l(\varphi)$ — путь δ -электрона в счетчике. Если радиатором ДГС является газ, заключенный в трубу радиусом R и длиной l_0 , то, обозначив $\varphi_0 = \arctg \frac{2R}{l}$, можно считать, что

$$l(\varphi) = \begin{cases} \frac{l_0}{2} & \text{для } \varphi < \varphi_0, \\ \frac{R}{\sin \varphi} & \text{для } \varphi > \varphi_0 \end{cases} \quad (30)$$

Для упрощения расчетов предполагаем, что скорость δ -электрона постоянна, т. е. пренебрегаем ионизационными и радиационными потерями и многократным рассеянием.

Определим $\gamma(\varphi)$ (рис. 4). Пусть θ — угол между произвольной образующей AC конуса свечения δ -электрона и направлением первичной частицы, DF — линия пересечения плоскости, проходящей через направление вылета δ -электрона и направление первичной частицы, с основанием конуса, ξ — угол COF . Очевидно, что в область чувствительности оптической системы счетчика $\theta_1 \div \theta_2$ попадает часть черенковского излучения δ -электрона, пропорциональная длине дуги ab , на которую опираются образующие конуса, имеющие угол с направлением движения частицы в интервале $\theta_1 \div \theta_2$, т. е.

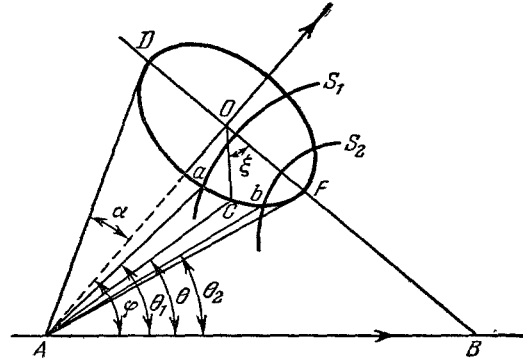


Рис. 4. К вычислению вероятности регистрации в ДГС δ -электронов.

AB — направление первичной частицы; AO — направление вылета δ -электрона; S_1, S_2 — линии, ограничивающие область чувствительности оптической системы ДГС.

$$\gamma(\varphi) = 2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{1}{2\pi} d\xi = \frac{1}{\pi} (\xi_2 - \xi_1). \quad (31)$$

На основании рис. 4 можно показать, что

$$\cos \xi = \frac{\cos \theta - \cos \varphi \cos \alpha}{\sin \varphi \sin \alpha}. \quad (32)$$

Из двух последних соотношений получим

$$\gamma(\varphi) = \frac{1}{\pi} \left(\arccos \frac{\cos \theta_1 - \cos \varphi \cos \alpha}{\sin \varphi \sin \alpha} - \arccos \frac{\cos \theta_2 - \cos \varphi \cos \alpha}{\sin \varphi \sin \alpha} \right). \quad (33)$$

Особенностью выражения (32) является то, что для некоторых углов $\varphi > \varphi_{\max}$ и $\varphi < \varphi_{\min}$ $\cos \xi_{1,2} > 1$. Это соответствует случаям, когда черенковский свет от δ -электрона вообще не попадает в область чувствительности оптической системы. Следовательно, $\gamma(\varphi)$ отлична от нуля только в области углов $\varphi_{\min} < \varphi < \varphi_{\max}$. Эти углы определяют пределы интегрирования в формуле (26).

Подставив теперь в равенство (26) значения всех величин из соотношений (27)–(29) и (33), получим довольно громоздкое выражение для $\epsilon_{\Phi_1} \left(\varrho, \frac{m}{k} \right)$ — эффективности регистрации вредной частицы через δ -электроны в зависимости от плотности газа и отношения массы частицы к ее импульсу:

$$\epsilon_{\Phi_1} \left(\varrho, \frac{m}{k} \right) = \frac{2l_0 C}{\pi \beta^4} \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \frac{\sin \varphi d\varphi}{\cos^2 \varphi} \left[1 - \exp \left\{ -B (\lambda_1 \lambda_2) \varepsilon(\lambda) l(\varphi) \sin^2 \alpha(\varphi) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\arccos \frac{\cos \theta_1 - \cos \varphi \cos \alpha(\varphi)}{\sin \varphi \sin \alpha(\varphi)} - \arccos \frac{\cos \theta_2 - \cos \varphi \cos \alpha(\varphi)}{\sin \varphi \sin \alpha(\varphi)} \right) \right\} \right], \quad (34)$$

где $\cos \alpha(\varphi)$, $\sin \alpha(\varphi)$ и $l(\varphi)$ определяются соотношениями (1), (7), (19) и (30).

На рис. 5 показана величина $\varepsilon_{\Phi 1}\left(\varrho, \frac{m}{k}\right)$ в зависимости от давления газа, вычисленная с помощью графического интегрирования, для ДГС, наполняемого этиленом и имеющего следующие характеристики: оптическая система чувствительна в интервале углов от $3,5$ до $4,5^\circ$, длина счетчика $l_0 = 100$ см, радиус трубы радиатора $R = 5$ см. Расчет проведен для $m/k =$

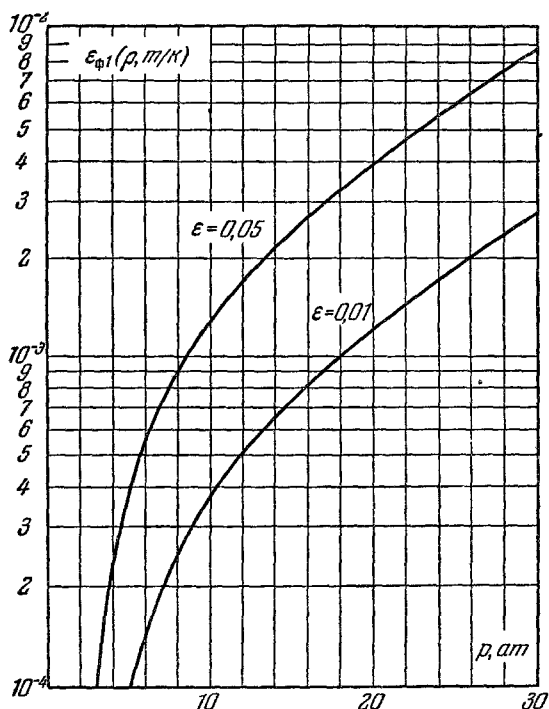


Рис. 5. Вероятность регистрации δ -электрона дифференциальным газовым черенковским счетчиком в зависимости от давления.

При условии, что все углы θ_1 , θ_2 , θ_0 и α малы, $\alpha > \theta_0$ и $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 \ll \theta_0$, было получено, что

$$\frac{I(\alpha)}{I(\theta_0)} = \frac{\alpha^2}{\pi\theta_0^2} \sqrt{\frac{2\theta_0 \Delta\theta}{\alpha(\alpha - \theta_0)}}$$

и

$$\Psi(\alpha - \theta_0) \Delta\theta = 2l_0 C (\alpha - \theta_0) \Delta\theta. \quad (35)$$

Это приближение оправдано для данной конструкции счетчика, когда угол, на который настроена оптическая система, близок к максимальному углу черенковского излучения. Выражения (35) не зависят от энергии и массы падающей частицы.

Так как эффективность счетчика зависит от порога чувствительности электронной аппаратуры, очевидно, что чем выше порог, тем менее вероятна регистрация «вредных» частиц посредством δ -электронов.

Б2. Заряженная частица, которая по скорости не должна регистрироваться ДГС, может вызвать ядерное взаимодействие в стенках или газе

$= 0,05$ при двух значениях квантовой эффективности ФЭУ: $\varepsilon_1 = 0,01$ и $\varepsilon_2 = 0,05$.

Выражение (34) дает наиболее точную оценку фона, образуемого δ -электронами. Однако оно неудобно для быстрых расчетов. В некоторых частных случаях можно получить более простые, но приближенные формулы. Например, в работе¹³ производилась оценка отношения $I(\alpha)/I(\theta_0)$, где $I(\alpha)$ — интенсивность черенковского излучения δ -электрона, попавшего в область чувствительности оптической системы ДГС, $I(\theta_0)$ — интенсивность черенковского излучения частицы, на которую настроен ДГС (схему счетчика см. на рис. 18). При этом рассматривался только узкий интервал углов вылета δ -электрона, когда образующая конуса AF имеет угол с траекторией частицы в интервале от θ_1 до θ_2 (см. рис. 4), т. е. $\Delta\varphi \sim \Delta\theta$.

счетчика и в результате этого зарегистрироваться. Ввиду недостаточности сведений об угловых и энергетических распределениях вторичных частиц, а также сложности расчета, мы попытаемся найти только порядок величины фона, образующегося за счет ядерных взаимодействий, и характер его зависимости от энергии первичной частицы.

Если энергия падающей частицы достаточно высока, то в результате ядерного взаимодействия может образоваться несколько вторичных частиц, причем известно, что угловое распределение их имеет максимум в направлении вперед. Будем считать, что с вероятностью, близкой к единице, одна из рожденных частиц имеет скорость, на которую настроен дифференциальный счетчик. В этом случае вероятность регистрации ядерного взаимодействия ε_{Φ_2} определится вероятностью, с которой одна из вторичных частиц регистрируется другими счетчиками, на совпадения с которыми включен ДГС. Приближенно можно считать, что ε_{Φ_2} определяется соотношением

$$\varepsilon_{\Phi_2} = \frac{dN}{d\Omega}(0) \Delta\Omega, \quad (36)$$

где $\frac{dN}{d\Omega}(0)$ — распределение вторичных частиц под углом 0° в лабораторной системе координат, $\Delta\Omega$ — телесный угол телескопа, в который включен ДГС. Распределение вторичных частиц запишем в виде

$$\frac{dN}{d\Omega}(0) = \bar{m} \frac{d\sigma_y}{d\Omega}(0) x = \frac{\bar{m} \sigma_t^2 k^2 x}{16\pi^2},$$

где \bar{m} — средняя множественность вторичных частиц, $\frac{d\sigma_y}{d\Omega}(0)$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния под углом 0° , σ_t — полное сечение взаимодействия первичной частицы, x — толщина счетчика (нукл/см²). В этих предположениях величина фона ДГС, обусловленная ядерными взаимодействиями, будет квадратично возрастать с увеличением импульса частиц. Оценки показывают, что при импульсе частиц ~ 10 Бэв/с величина $\varepsilon_{\Phi_2} \sim 10^{-5}$.

Б3. Многократное рассеяние «вредной» частицы на большие углы может стать источником ложных отсчетов ДГС. Решение задачи о распределении интенсивности черенковского излучения при больших углах рассеяния, так же как и при малых, было получено Дедриком⁸. Однако оценки показывают, что величиной фона, обусловленной этим эффектом, можно пренебречь.

Б4. При прохождении света через среду происходит рассеяние, связанное с флуктуациями плотности — местными сгущениями и разрежениями молекулярной системы.

Интенсивность света $I_S(\xi)$, рассеянного в единицу телесного угла в направлении ξ при прохождении в среде пути l , дается формулой Рэлея (см., например,¹¹)

$$I_S(\xi) = \frac{(2\pi)^2}{\lambda^4} l \frac{(n-1)^2}{N_1} \sin^2 \xi I_0, \quad (37)$$

где I_0 — полная интенсивность падающего света, N_1 — число молекул в 1 см³. Полную интенсивность рассеянного света I_S получим, проинтегрировав выражение (37) по всему телесному углу:

$$I_S = \frac{16\pi^3}{3\lambda^4} l \frac{(n-1)^2}{N_1} I_0. \quad (38)$$

Оценим γ_S — долю черенковского света «вредной» частицы, попавшего вследствие рассеяния в область чувствительности оптической системы ДГС. Для простоты считаем, что рассеянный свет при той же полной интенсивности вместо распределения, определяемого выражением (37), имеет

изотропное распределение

$$I = \frac{I_S}{4\pi}. \quad (39)$$

Тогда

$$\gamma_S = \frac{I_S}{I_0} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{16\pi^3}{\lambda^4} \frac{l(n-1)^2 M}{N_1} \frac{2\pi \sin \theta_0 \Delta\theta}{4\pi}, \quad (40)$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол чувствительной области счетчика. В счетчике длиной ~ 1 м с областью чувствительности от 3 до 5°, наполненного этиленом до давления 30 ат, $\gamma_S \sim 10^{-5}$.

Переход к изотропному распределению рассеянного света приводит к завышенной оценке в области малых углов рассеяния. Из соотношений (37) и (39) видно, что $I \gg I_S(\xi)$ до угла ξ_0 , определяемого условием $\sin^2 \xi_0 = 1/3$, т. е. $\xi_0 \sim 35^\circ$. Так как в газовых счетчиках используются углы меньше 35° , для них это приближение справедливо.

Из произведенной оценки ясно, что вклад молекулярного рассеяния в образование фона ДГС будет пренебрежимо мал.

Б5. Потери энергии частицей на столкновения с атомными электронами имеют статистический характер, причем, как показал Л. Д. Ландау¹², вероятность больших потерь в результате однократных столкновений может быть значительной. Следовательно, в пучке с данным импульсом k_0 вредная частица с массой $m_1 < m_0$ и движущаяся со скоростью $\beta_1 > \beta_0$ может потерять часть энергии, причем так, что ее новая скорость β'_1 будет равна скорости частицы β_0 , на которую настроен ДГС. Очевидно, что этот эффект начинает проявляться с такого значения импульса частиц k , когда равенство $\beta'_1 = \beta_0$ осуществляется при передаче электрону максимально возможной энергии. Из условия $\beta'_1 = \beta_0$ следует, что

$$\frac{m_0}{k_0} = \frac{m_1}{k_0 - k_{e \max}}.$$

При больших энергиях $k_{e \max} \approx E_{\max}$ (см. (20)). С учетом этого находим, что вероятность однократных столкновений с большой потерей энергии нужно учитывать для пучка частиц, импульс которых удовлетворяет условию

$$k_0 \geq \frac{m_1^2}{2m_e} \left(1 - \frac{m_1}{m_0} \right).$$

Если m_0 — масса K -мезона, а m_1 — масса π -мезона, то $k_0 \geq 14$ Бэв/с.

Б6. Сцинтилляция газа и тормозное излучение первичной частицы рассмотрены в гл. III. Забегая вперед, скажем, что эти явления дают пренебрежимый вклад в образование фона ДГС.

Проведенное рассмотрение показывает, что из всех физических процессов, приводящих к образованию фона в ДГС, основными являются столкновения первичной частицы с атомными электронами и ядерные взаимодействия. Остальные процессы представляют для ДГС, по-видимому, чисто академический интерес.

В. Определение массы и импульса частиц пучка с помощью ДГС

Если известен угол, при котором эффективность регистрации дифференциальным счетчиком частиц данной массы имеет максимум, определение импульса частиц пучка не составляет труда:

$$k = \frac{m_1}{\sqrt{(n_1^2 - 1) - n_1^2 \sin^2 \theta_0}}. \quad (41)$$

Здесь n_1 — коэффициент преломления газа, соответствующий максимуму эффективности ДГС к частицам с массой m_1 . Когда угол точно не известен, ошибка в определении k может оказаться значительной:

$$\frac{\Delta k}{k} = \gamma^2 \operatorname{tg} \theta_0 \Delta \theta, \quad (42)$$

где $\Delta \theta$ — неточность в угле θ_0 .

Эту трудность можно обойти, если пучок содержит частицы разных масс: π -мезоны, K -мезоны, протоны. Имея зависимость эффективности счета этих частиц от плотности газа, составляем соотношения, аналогичные (41), для каждого максимума. Затем, исключая из двух равенств угол, получим

$$k = \sqrt{\frac{m_2^2 n_1^2 - m_1^2 n_2^2}{n_2^2 - n_1^2}}, \quad (43)$$

где n_1, n_2 — коэффициенты преломления в максимумах эффективности для масс m_1 и m_2 соответственно. При этом

$$\frac{\Delta k}{k} \approx \frac{n_1 n_2 \sqrt{n_1^2 + n_2^2} (m_2^2 - m_1^2)}{k^2 (n_2^2 - n_1^2)^2} \Delta n,$$

Δn — ошибка в определении коэффициента преломления, соответствующего максимуму эффективности.

Если из трех соотношений типа (41) исключить угол и импульс, получим условие, связывающее массы частиц пучка:

$$m_2^2 (n_3^2 - n_1^2) = m_3^2 (n_2^2 - n_1^2) + m_1^2 (n_3^2 - n_2^2). \quad (44)$$

Отсюда можно определить массу одной из частиц, зная величину двух других. Например, если m_1 и m_2 — массы π -мезона и протона соответственно, то, измеряя коэффициенты преломления $n_{1,2,3}$ с точностью $\Delta n_{1,2,3} \sim 10^{-5}$, можно определить массу K -мезона с ошибкой ~ 1 Мэв.

Зависимость ширины максимумов эффективности ДГС от плотности газа (т. е. от $n^2 - 1$) позволяет определить дисперсию импульсного распределения частиц в пучке, т. е., в некотором смысле, решить задачу, обратную поставленной в разделе А2. Дисперсия эффективности $\sigma_e^2 (n^2 - 1)$ складывается из дисперсии углового разрешения $\sigma^2(\theta)$ и дисперсии импульсного распределения $\sigma^2(k)$:

$$\sigma_e^2 (n^2 - 1) = \left[\frac{\partial (n^2 - 1)}{\partial \theta} \right]^2 \sigma^2(\theta) + \left[\frac{\partial (n^2 - 1)}{\partial k} \right]^2 \sigma^2(k). \quad (45)$$

Из формулы (1) имеем

$$\frac{\partial (n^2 - 1)}{\partial \theta} = 2n^2 \operatorname{tg} \theta, \quad \frac{\partial (n^2 - 1)}{\partial k} = -2n^2 \frac{1}{\gamma^2 k}.$$

Уравнения (45) для двух максимумов эффективности дают

$$\sigma^2(k) = \frac{\cos^4 \theta k^6}{4} \frac{n_1^4 \sigma_e^2 (n_2^2 - 1) - n_2^4 \sigma_e^2 (n_1^2 - 1)}{n_1^4 m_3^4 - n_2^4 m_1^4}. \quad (46)$$

Для малых углов θ и для $n_{1,2}$, близких к единице:

$$\sigma^2(k) \approx \frac{k^6}{4} \frac{\sigma_e^2 (n_2^2 - 1) - \sigma_e^2 (n_1^2 - 1)}{m_3^4 - m_1^4}. \quad (47)$$

II. ПОРОГОВЫЕ ГАЗОВЫЕ ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ (ПГС)

Как уже отмечалось, свойство направленности черенковского излучения в ПГС не играет существенной роли. На практике это выражается в том, что счетчики данного типа имеют оптические системы, эффективность сбора света которыми постоянна в некотором довольно широком интервале углов.

Зависимость эффективности регистрации пороговым счетчиком частиц с определенной скоростью β_0 (или с определенной массой m_0 в пучке частиц с импульсом k) от плотности газа имеет вид, представленный

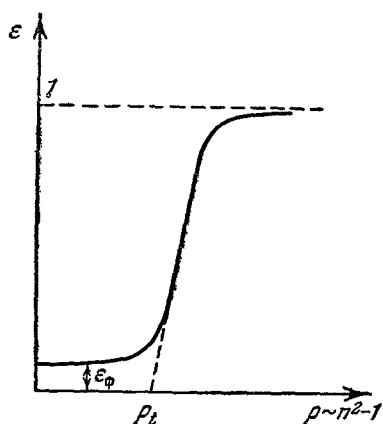


Рис. 6. Схематический вид кривой эффективности ПГС в зависимости от плотности газа.

на рис. 6. Плотности ρ_i соответствует «пороговый» коэффициент преломления (4), который можно выразить в виде (24). С увеличением плотности (на основании соотношений (6), (3) и (1)) возрастает угол свечения и количество излученного света. В соответствии с этим (если оптическая система имеет постоянную эффективность сбора света, начиная с угла 0°) увеличивается количество света, падающего на ФЭУ, и эффективность счетчика приближается к единице.

При данном количестве света, образованном заряженной частицей в газе, эффективность ПГС зависит от ряда факторов, которые можно разбить на три группы.

А. Аппаратурные факторы:

1) коэффициент сбора света оптической системой; 2) квантовый выход и коэффициент усиления ФЭУ; 3) чувствительность электронной аппаратуры; 4) шумовые импульсы ФЭУ.

Б. «Пучковые» факторы:

1) разброс по импульсу частиц данной массы m_0 ; 2) примесь частиц других масс.

В. Факторы, зависящие от среды:

1) черенковское излучение δ -электронов; 2) тормозное излучение первичной частицы; 3) сцинтилляция газа.

Эффективность ПГС в области $\rho < \rho_i$ обусловлена в основном факторами третьей группы, ответственными за образование фона счетчика ε_f . Часть фона образуется также за счет примеси в пучке более легких частиц, скорость которых $\beta > \beta_0$, и случайных совпадений, связанных с шумами ФЭУ.

Факторы первой и второй групп определяют зависимость эффективности ПГС от плотности газа в области $\rho > \rho_i$. Рассмотрим подробнее каждую группу.

А. Аппаратурные факторы, влияющие на эффективность пороговых счетчиков

Очевидно, что эффективность счетчика зависит от среднего числа фотоэлектронов \bar{N} , выбиваемых светом из фотокатода ФЭУ. Среднее число фотоэлектронов пропорционально интенсивности черенковского излучения, коэффициенту светосбора $\eta(\theta, l)$ и квантовой чувствительности фотока-

тогда ФЭУ $\varepsilon(\lambda)$:

$$\bar{N} = 2\pi\alpha \int_L \int_{\lambda} \sin^2 \theta \eta(\theta, l) \varepsilon(\lambda) \lambda^{-2} d\lambda dl. \quad (48)$$

Если дисперсия среды и торможение частиц в ней малы, так что изменение угла излучения несущественно, для углов свечения, при которых светосбор остается постоянным, можно записать

$$\bar{N} = A \sin^2 \theta, \quad (49)$$

где $A = 2\pi\alpha \int_L \int_{\lambda} \eta(l) \varepsilon(\lambda) \lambda^{-2} d\lambda dl$ — константа для данного счетчика,

определяемая светосбором и квантовой чувствительностью ФЭУ. Вероятность образования фотоэлектронов описывается биномиальным законом распределения, средним значением которого является квантовая чувствительность фотокатода $\varepsilon = \bar{N}/\bar{M}$ и дисперсией $\varepsilon(1 - \varepsilon)/\bar{M}$, где N, M — числа фотоэлектронов и фотонов соответственно. Отсюда видно, что распределение числа фотоэлектронов имеет среднее значение $\bar{N} = \varepsilon \bar{M}$ и дисперсию $\varepsilon(1 - \varepsilon) \bar{M}$. Так как квантовая чувствительность мала, т. е. $\varepsilon(1 - \varepsilon) \bar{M} \approx \bar{N}$, можно считать, что распределение фотоэлектронов будет описываться законом Пуассона

$$W(N, \bar{N}) = \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!}. \quad (50)$$

Статистическое распределение фотоэлектронов на катоде ФЭУ превращается на его выходе в спектр импульсов разной амплитуды, от величины которой зависит эффективность счетчика. Обозначив через $P(N)$ вероятность регистрации электронной аппаратурой импульсов, соответствующих выбиванию из фотокатода ФЭУ N электронов, и имея в виду, что $P(0) = 0$, запишем эффективность ПГС в виде

$$\varepsilon = \sum_{N=0}^{\infty} W(N, \bar{N}) P(N) = 1 - W(0, \bar{N}) - \sum_{N=1}^{\infty} W(N, \bar{N}) [1 - P(N)]. \quad (51)$$

Если возможно установить порог электронной аппаратуры таким образом, чтобы она регистрировала импульсы, соответствующие N фотоэлектронам с катода ФЭУ, и не регистрировала импульсы, соответствующие $N - 1$ электронам, то

$$\begin{aligned} P(N') &= 0 \quad \text{для } N' \leq N - 1, \\ P(N') &= 1 \quad \text{для } N' \geq N. \end{aligned}$$

Тогда из соотношения (51) следует, что

$$\varepsilon = 1 - e^{-\bar{N}} - \sum_{N=1}^{N-1} \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}}.$$

Для чувствительности электронной аппаратуры, соответствующей выбиванию из фотокатода одного фотоэлектрона:

$$\varepsilon_1 = 1 - e^{-\bar{N}}, \quad (52)$$

двух фотоэлектронов:

$$\varepsilon_2 = 1 - e^{-\bar{N}} (1 + \bar{N}) \text{ и т. д.} \quad (53)$$

Спектр импульсов на выходе ФЭУ зависит не только от распределения фотоэлектронов, но и от флуктуаций коэффициента усиления фотоумножителя, которые в основном определяются флуктуациями на первых каскадах (см.¹, стр. 115). Размытие спектра импульсов из-за флуктуаций приводит к тому, что вероятность непоявления импульса на выходе ФЭУ остается всегда конечной величиной. Поэтому даже если электронная аппаратура имеет нулевой порог, $P(N)$ никогда не равно строго единице. Следовательно, утверждение, что аппаратура имеет чувствительность в один фотоэлектрон, и в связи с этим использование соотношения (52) являются некоторой идеализацией. Эта идеализация может быть оправдана, если $1 - P(1) \ll 1$. Утверждение, что чувствительность аппаратуры соответствует двум, трем и т. д. фотоэлектронам, и использование соотношений (53) и т. д. являются, по-видимому, еще более грубыми.

При дальнейшем рассмотрении будем полагать, что коэффициенты усиления первых каскадов достаточно велики и порог электронной аппаратуры достаточно низок, так что эффективность регистрации равна

$$\varepsilon = 1 - e^{-\bar{N}},$$

или

$$-\ln(1 - \varepsilon) = \bar{N}. \quad (54)$$

Используя формулы (1) и (49), выразим среднее число фотоэлектронов через коэффициент преломления и отношение массы частицы к импульсу:

$$\bar{N} = \frac{A}{n^2} \left[(n^2 - 1) - \left(\frac{m}{k} \right)^2 \right] \approx A [(n^2 - 1) - (n_t^2 - 1)]. \quad (55)$$

Подставляя соотношения (55) и (7) в (54), получим связь эффективности ПГС с плотностью газа

$$\ln(1 - \varepsilon) = \frac{3AR}{M} (q - q_t). \quad (56)$$

Б. Влияние распределения частиц в пучке по скоростям на форму кривой эффективности ПГС

Спектр скоростей в пучке частиц может быть обусловлен двумя причинами: разбросом по импульсу и присутствием частиц с различными массами.

Спектр скоростей может быть как непрерывным, так и состоящим из отдельных линий конечной ширины.

Пусть вероятность того, что частица имеет скорость в интервале $\beta \div \beta + d\beta$, равна $W(\beta) d\beta$. Любой скорости β можно поставить в соответствие пороговый коэффициент преломления или функцию от коэффициента преломления

$$\beta = \frac{1}{n_t} = \frac{1}{\sqrt{1 + \Delta_t}},$$

где $\Delta_t = n_t^2 - 1$. Распределение по скорости можно перевести в распределение, зависимое от величины Δ_t :

$$W(\beta) d\beta \rightarrow W(\Delta_t) d\Delta_t.$$

Рассмотрим случай, когда эффективность ПГС определяется соотношением (52), где $\bar{N} = \frac{A}{n^2} (\Delta - \Delta_t) \approx A (\Delta - \Delta_t)$. Тогда эффективность

счетчика в зависимости от Δ в пучке частиц с распределением $W(\Delta_t)$ равна

$$\varepsilon(\Delta) = \int_0^{\Delta} W(\Delta_t) [1 - e^{-A(\Delta - \Delta_t)}] d\Delta_t. \quad (57)$$

Пусть распределение $W(\Delta_t)$ ограничено:

$$W(\Delta) = 0 \text{ при } \begin{cases} \Delta < \Delta_{t \min}, \\ \Delta > \Delta_{t \max}. \end{cases}$$

В этом случае ось Δ можно разбить на три области:

1) $\Delta < \Delta_{\min}$. Естественно, что эффективность ПГС в этой области за счет черенковского излучения равна нулю, так как коэффициент преломления ниже порогового для частиц с максимальной скоростью.

2) $\Delta_{\min} < \Delta < \Delta_{\max}$. Эта область соответствует случаю, когда для некоторых частиц коэффициент преломления еще ниже порогового. Здесь эффективность счетчика равна

$$\varepsilon(\Delta) = \int_{\Delta_{\min}}^{\Delta} W(\Delta_t) [1 - e^{-A(\Delta - \Delta_t)}] d\Delta_t = [1 - e^{-A(\Delta - \bar{\Delta})}] \int_{\Delta_{\min}}^{\Delta} W(\Delta_t) d\Delta_t, \quad (58)$$

где $\bar{\Delta}$ — средняя величина между Δ_{\min} и Δ .

3) $\Delta > \Delta_{\max}$, т. е. коэффициент преломления больше порогового для самых медленных частиц пучка. Для этой области

$$\varepsilon(\Delta) = 1 - e^{-A\Delta} \int_{\Delta_{\min}}^{\Delta_{\max}} W(\Delta_t) e^{A\Delta_t} d\Delta_t = 1 - e^{-A(\Delta - \bar{\Delta})}, \quad (59)$$

где $\bar{\Delta}$ — средняя величина между Δ_{\min} и Δ_{\max} .

По кривой $\varepsilon(\Delta)$ в третьей области можно определить величину A и средний пороговый показатель преломления, а следовательно, и скорость частиц^{14,52}, экстраполируя к нулю зависимость $\ln(1 - \varepsilon)$ от Δ . Точка пересечения с осью абсцисс дает значение $\Delta = \bar{\Delta}$, а тангенс угла наклона — величину A .

В принципе, если кривая $\varepsilon(\Delta)$ известна с достаточной точностью и нет других эффектов, искажающих форму кривой эффективности ПГС, можно найти не только средний импульс, но и все распределение частиц по скоростям. Дифференцируя выражение (57) дважды по Δ , получим

$$W(\Delta_t) = \frac{d\varepsilon}{d\Delta} + \frac{1}{A} \frac{d^2\varepsilon}{d\Delta^2}. \quad (60)$$

В. Эффективность ПГС ниже порога излучения

В1. Оценим вероятность регистрации частицы посредством δ -электронов. Так же как и для ДГС, считаем, что эта вероятность $\varepsilon_{\phi 1}$ выражается равенством (26)

$$\varepsilon_{\phi 1} = \int_{E_t}^{E_{\max}} \Psi(E, E') P(E') dE',$$

где $\Psi(E, E') dE'$ — вероятность образования δ -электрона с энергией в интервале от E' до $E' + dE'$ (22), $P(E')$ — вероятность его регистрации ПГС (52). Для оценки $\varepsilon_{\phi 1}$ сделаем ряд упрощающих предположений, которые могут только завысить эту величину.

- 1) Будем считать, что в (52)

$$\bar{N} = A' \sin^2 \theta,$$

где A' , вообще говоря, зависит от длины пути δ -электрона в газе счетчика, но мы считаем, что она постоянна.

- 2) Скорость δ -электрона полагаем равной единице, при этом $E' = k'$. Тогда с учетом соотношения (55) имеем

$$\bar{N} = A' \left[\Delta - \left(\frac{m}{E'} \right)^2 \right], \quad \Delta = n^2 - 1. \quad (61)$$

- 3) Максимальную энергию δ -электрона считаем бесконечной.

- 4) Вероятность регистрации δ -электрона $P(E')$ представляем в виде

$$P(E') = \bar{N} \quad \text{для} \quad 0 \leq \bar{N} < 1,$$

$$P(E') = 1 \quad \text{для} \quad \bar{N} \geq 1.$$

После таких предположений $\varepsilon_{\Phi 1}$ запишется в виде

$$\varepsilon_{\Phi 1} = \int_{E_t}^{E_1} \Psi(E, E') \bar{N} dE' + \int_{E_1}^{\infty} \Psi(E, E') dE', \quad (62)$$

где E_t и E_1 находим из формулы (61) для $\bar{N} = 0$ и $\bar{N} = 1$ соответственно. Так как в газовых счетчиках $\Delta \ll 1$,

$$E_t \approx \frac{m_e}{\sqrt{\Delta}}, \quad E_1 = \frac{m_e}{\sqrt{\Delta - \frac{1}{A'}}}. \quad (63)$$

Подставляя соотношения (22) и (61) в (62) и интегрируя в пределах (63), получим:

- 1) для случая $A' \Delta \ll 1$, т. е. когда $\bar{N} \ll 1$ и нужно брать только первый интеграл:

$$\varepsilon_{\Phi 1} = 2C_Q l \frac{2}{3} A' \Delta^{3/2}; \quad (64)$$

- 2) для $A' \Delta \geq 1$

$$\varepsilon_{\Phi 1} = 2C_Q l \cdot \frac{2}{3} A' \Delta^{3/2} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\Delta A'} \right)^{3/2} \right]; \quad (65)$$

3) если же $A' \Delta \gg 1$, из равенства (65), разлагая в ряд, получим, что вероятность регистрации частицы посредством δ -электронов в ПГС равна полной вероятности образования δ -электронов с энергиями выше пороговой (25):

$$\varepsilon_{\Phi 1} = N_\delta = 2C_Q l \Delta^{1/2}. \quad (66)$$

Плотность газа ρ пропорциональна Δ , поэтому в формуле (64)

$$\varepsilon_{\Phi 1} \sim \Delta^{5/2},$$

а в случае (66)

$$\varepsilon_{\Phi 1} \sim \Delta^{3/2}.$$

В рассмотренном приближении эффективность регистрации частицы посредством δ -электронов не зависит от ее импульса.

Для иллюстрации качества сделанного приближения на рис. 7 приведены две кривые. Кривая 1 — вероятность регистрации пороговым счетчиком частиц через δ -электроны в зависимости от Δ , рассчитанная при-

ближенным методом, изложенным выше. Кривая *II* рассчитана более точно, с применением графического интегрирования, методом, аналогичным изложенному в гл. III, с учетом длины пути и торможения δ -электрона в газе. Кривая *II* вычислена для случая регистрации частицы через δ -электроны вблизи порога ее черенковского излучения в данной среде. Обе кривые относятся к счетчику длиной 70 см и наполняемому этиленом. Произведение квантовой чувствительности ФЭУ на коэффициент светосбора принято равным $\epsilon\eta = 0,02$.

Из рис. 7 видно, что приближенная оценка очень хорошо совпадает с точным расчетом в области малых Δ и не сильно расходится для больших Δ . По-видимому, для большинства практически интересных случаев приближенная оценка является достаточной.

В2. Тормозное излучение тяжелых заряженных частиц можно рассчитывать, пользуясь работой ¹⁰. Если при этом сделать ряд упрощающих предположений, а именно: 1) считать, что кинетическая энергия частиц велика по сравнению с массой покоя; 2) пренебречь экранированием заряда ядра внешними электронами; 3) предположить, что потенциал ядра такой же, как у точечного заряда на расстояниях, больших радиуса ядра r_n , и постоянен для расстояний, меньших r_n , где $r_n = 1,38 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, то легко получить число фотонов, излученных частицей с массой m на пути 1 г/см^2 в интервале длин волн $\lambda_1 \div \lambda_2$:

$$N_b = 3^{-1} \alpha N A^{-1} Z^2 r_e^2 \times \\ \times 16 \left[\ln \left(\frac{\gamma^2 \sqrt{\lambda_1 \lambda_2}}{\pi r_n} \right) - \frac{1}{2} \right] \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

Оценки показывают, что для π -мезона с импульсом $\sim 5 \text{ Бэв/с}$ в интервале длин волн $6000 \div 3000 \text{ \AA}$ $N_b = 1,2 \cdot 10^{-6}$ ($Z = 6$, $A = 12$). Так как $N_b \sim 1/m^2$, для более тяжелых частиц эта величина будет еще меньше и, следовательно, вкладом тормозного излучения в образование фона ПГС можно пренебречь.

В3. Данные относительно сцинтилляции газов, используемых в черенковских счетчиках, практически отсутствуют. Поэтому можно привести только общие качественные рассуждения.

Количество фотонов $I(\omega)$, излученных частицей за счет сцинтилляции на длине пути dl в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$, равно

$$I(\omega) d\omega dl = \frac{1}{\hbar \omega} B(\omega) d\omega \cdot q \frac{dE}{dx} dl,$$

где $B(\omega) d\omega$ — часть энергии частицы, переходящая в излучение. Среднее число фотоэлектронов, образованное на фотокатоде ФЭУ полным светом

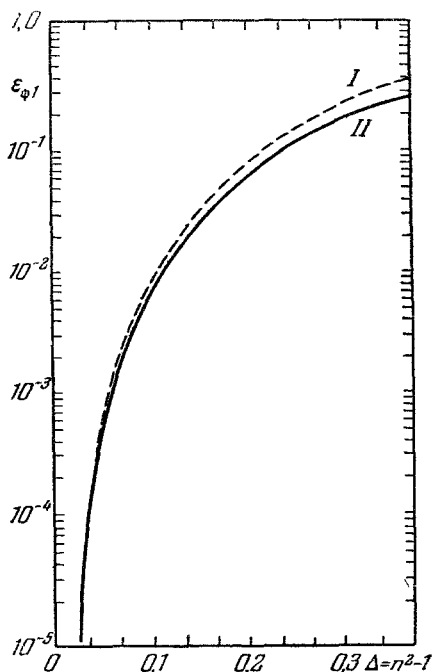


Рис. 7. Вероятность регистрации частицы в ПГС через δ -электроны в зависимости от коэффициента преломления газа:

I — по формуле (65); *II* — графическое интегрирование.

сцинтилляции, определится равенством

$$\bar{N} = q \int_{\omega} \frac{1}{\hbar \omega} \varepsilon(\omega) B(\omega) d\omega \int_L \frac{dE}{dx} \eta(\theta, l) dl,$$

где $\varepsilon(\omega)$ — квантовый выход ФЭУ. Отсюда видно, что \bar{N} пропорционально плотности газа. Коэффициент пропорциональности зависит от природы газа и характеристик счетчика. Опыт показывает (см. ниже), что эффективность ПГС ниже порога черенковского излучения мада, т. е. роль всех явлений третьей группы, в том числе и сцинтилляции, незначительна. Следовательно, $\bar{N} \ll 1$. На основании соотношения (52) можно считать, что эффективность ПГС за счет сцинтилляции ε_{Φ_3} равна \bar{N} и пропорциональна плотности газа:

$$\varepsilon_{\Phi_3} = \bar{N} \sim q. \quad (67)$$

Естественно, что при выборе газа для черенковских счетчиков необходимо учитывать его сцинтилляционную способность. В качестве иллюстрации можно привести данные о сцинтилляции благородных газов и азота, которые используются в газовых сцинтилляционных счетчиках, а также воздуха. Данные об относительном световом выходе сцинтилляции воздуха заимствованы из работы⁷.

В табл. I приведены потери энергии частицы на сцинтилляцию и черенковское излучение по отношению к потерям на ионизацию. Черенковские потери рассчитаны для частиц, излучающих свет в предельный угол.

Таблица I

Потери энергии частицы на черенковское излучение (колонка 2) и на сцинтилляцию (колонка 3) по отношению к ионизационным потерям. В колонке 4 — отношение потерь на сцинтилляцию к потерям на черенковское излучение

Газ	$10^3 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{чер}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$	$10^3 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{сц}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{сц}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{чер}}$
He	0,24	2,7	11
Ar	0,19	2,4	12,5
Воздух	0,27	$4 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
N ₂	0,28	2	7,1
Kr	0,14	5	36
Xe	0,14	8,7	62

Из рассмотрения табл. I видно, что относительные потери энергии на сцинтилляцию в благородных газах превышают максимальные потери на черенковское излучение. Однако следует отметить, что небольшие примеси таких газов, как кислород, водород, углекислый газ, окись углерода и некоторые другие, сильно гасят сцинтилляцию инертных газов и азота¹⁷.

Г. Разрешение ПГС по скорости

Как было показано выше, эффективность порогового счетчика при данном коэффициенте преломления определяется средним числом фотоэлектронов (52). Пусть ε_1 и ε_0 — соответственно эффективности счетчика для частиц со скоростями β_1 и β_0 . Очевидно, что отношение $\varepsilon_1/\varepsilon_0$ будет максимальным при таком n , который соответствует порогу излучения для

скорости β_0 , т. е.

$$n = n_{t_0} = \frac{1}{\beta_0}. \quad (68)$$

Разрешение ПГС по скорости можно определить как разность двух значений скоростей ($\Delta\beta = \beta_1 - \beta_0$), для которых среднее число фотоэлектронов, образуемых на фотокатоде ФЭУ, изменяется от 0 до 1, что соответствует эффективности счетчика 63%. Тогда, используя соотношения (1), (49) и (68), получим

$$\bar{N} = 1 = A \left(1 - \frac{\beta_0^2}{\beta_1^2} \right),$$

откуда

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{2A}. \quad (69)$$

Из равенства (69) можно найти разрешение ПГС по массе для частиц одинакового импульса или разрешение по импульсу для частиц определенной массы:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta k}{k} = \frac{n_{t_0}^2 k^2}{2Am^2}. \quad (70)$$

Отсюда видно, что разрешающая способность ПГС ухудшается с увеличением энергии частиц. Формулы (69) и (70) показывают также, что чем больше величина A , т. е. чем большая доля излученного света собирается оптической системой счетчика на фотокатод, и чем больше квантовый выход используемого ФЭУ, тем лучшее разрешение можно получить с помощью ПГС.

III. ОПТИКА ГАЗОВЫХ ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ

Черенковское излучение частицы, движущейся параллельно оси некоторой оптической системы, в смысле источника света эквивалентно светящемуся кольцу, расположенному в бесконечности. Если для собирания черенковского света используется объектив с фокусным расстоянием f , то линейный диаметр изображения этого кольца в фокальной плоскости определяется равенством

$$d_0 = 2f \operatorname{tg} \theta_0, \quad (71)$$

где θ_0 — угол черенковского излучения частицы, скорость которой β_0 . Частицы с другой скоростью дадут кольцевое изображение другого диаметра. Помещая в соответствующем месте кольцевую диафрагму, можно пропустить свет нужной частицы и задержать свет остальных.

С конструктивной точки зрения наиболее выгодным является случай, когда кольцевое изображение регистрируемых частиц сведено в точку. Для этого, как видно из соотношения (71), необходимо использовать объектив с маленьким фокусным расстоянием. Однако Маршалл¹⁸ указал, что для счетчика конечного радиуса величину f нельзя сделать произвольно малой и таким образом собрать черенковский свет в кольцо малого диаметра. Минимальное фокусное расстояние, определяемое законом сохранения момента количества движения фотона относительно оптической оси системы, дается выражением

$$f_{\min} = rn \cos \theta_0,$$

где r — радиус радиатора счетчика.

Требования к оптической системе порогового и дифференциального счетчиков различны. В ПГС оптическая система должна обеспечить соби-
рание на фотокатод ФЭУ большей части черенковского излучения, испу-
щенного частицей, причем качество кольцевого изображения в первом
приближении несущественно. В ДГС, где требуется хорошее простран-
ственное разделение кольцевых изображений, даваемых частицами раз-
личных скоростей, требования к оптической системе весьма жесткие.

Качество изображения определяется aberrациями оптической систе-
мы. Характеристики и aberrации системы в значительной степени зави-
сят от положения и размеров входного зрачка. Напомним, что входным
зрачком оптической системы называется изображение апертурной диафраг-
мы в пространстве предметов.

Апертурной диафрагмой является изображение в пространстве пред-
метов той из диафрагм оптической системы, изображение которой видно
из центра предмета под наименьшим углом.

Фон-Дарделл¹⁹ показал, что в случае оптической схемы черенков-
ского счетчика, состоящего из радиатора длиной l и объектива, входно
зрачок расположен в середине радиатора, а его диаметр D равен

$$D = d + l \operatorname{tg} \theta,$$

где d — диаметр пучка частиц. Если апертура объектива меньше попереч-
ного сечения падающего на него светового пучка, под l надо понимать
некоторую эффективную длину

$$l_{\text{эфф}} = \frac{D_1}{2 \operatorname{tg} \theta},$$

где D_1 — диаметр апертурной диафрагмы объектива. Для улучшения сбора
черенковского света можно использовать цилиндрическую отражающую
трубу, ось которой совпадает с осью оптической системы. В этом случае
входным зрачком является конец трубы и его диаметр равен диаметру
трубы.

Остановимся на монохроматических aberrациях оптических систем.
При расчете центрированных систем пользуются теорией aberrаций третьего
порядка (см., например,²⁰⁻²²). В реальных оптических системах изображе-
ние точки из пространства предметов имеет вид фигуры рассеяния слож-
ной структуры. Размеры и форма этой фигуры определяются пятью коэф-
фициентами $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}, S_V$, называемыми коэффициентами aber-
раций. Обычно изучают фигуры рассеяния в предположении, что только
один из коэффициентов не равен нулю.

Коэффициент S_I определяет так называемую сферическую aber-
рацию. При наличии в оптической системе сферической aberrации изобра-
жение точки из пространства предметов имеет вид симметричного кружка
рассеяния, радиус которого q_I определяется выражением

$$q_I = \frac{1}{2} S_I \left(\frac{D}{f} \right)^3. \quad (72)$$

Комá-абerrация, определяемая коэффициентом S_{II} , связана с асимметрией
широкого наклонного пучка лучей, вышедших из точки предмета вне оси,
по отношению к главному лучу пучка. Для простейшего случая меридио-
нальной комы, т. е. асимметрии пучка лучей, лежащих в меридиональной
плоскости (меридиональная плоскость — плоскость, проходящая через
точку предмета и оптическую ось), изображение точки имеет вид яркого
кружка малых размеров с постепенно расширяющимся хвостом значи-
тельно меньшей яркости. Радиальная длина хвоста комы равна $3q_{II}$, а его

наибольшая ширина $2Q_{II}$, где

$$Q_{II} = \frac{1}{4} S_{II} \left(\frac{D}{f} \right)^2 \omega, \quad (73)$$

а ω — угол наклона светового пучка к оптической оси.

Аберрации астигматизма и кривизны поля определяются коэффициентами S_{III} и S_{IV} , каждый из которых связан с кривизной фокальной поверхности в меридиональной и сагитальной плоскостях (сагитальная плоскость перпендикулярна к меридиональной и пересекает ее по прямой, проходящей через точку предмета и центр системы). Если фокальные поверхности в меридиональной и сагитальной плоскостях не совпадают, изображение точки из плоскости предметов имеет вид эллипса, оси которого a и b даются формулами

$$4a = (S_{IV} - S_{III}) \left(\frac{D}{f} \right) \omega^2, \quad (74)$$

$$4b = (S_{IV} + S_{III}) \left(\frac{D}{f} \right) \omega^2.$$

Величина астигматизма характеризуется разностью

$$2a - 2b = -S_{III} \left(\frac{D}{f} \right) \omega^2. \quad (75)$$

Если же астигматизм отсутствует, т. е. $2a - 2b = 0$, изображение точки из-за кривизны фокальной поверхности будет иметь форму кружка рассеяния с радиусом Q_{IV} , где

$$Q_{IV} = \frac{1}{4} S_{IV} \left(\frac{D}{f} \right) \omega^2. \quad (76)$$

Последняя из монохроматических аберраций, дисторсия, приводит к тому, что изображение точки из пространства предметов получается тоже в виде точки, но положение ее отлично от того, которое дает идеальная оптическая система. Смещение изображения точки Δl от положения, ожидаемого согласно гауссовой оптике, пропорционально кубу угла наклона луча:

$$\Delta l = S_V \omega^3. \quad (77)$$

В реальных оптических системах отдельные виды монохроматических аберраций третьего порядка почти не встречаются в чистом виде. Практически наблюдаются комбинации аберраций нескольких видов, и на них еще налагаются аберрации высших порядков. Обычно расчет оптической системы ведется по теории аберраций третьего порядка. Влияние аберраций высших порядков учитывается на основании точного тригонометрического расчета хода лучей через оптическую систему с последующим вычитанием аберраций третьего порядка. Для оптических систем черенковских счетчиков во многих случаях можно ограничиться вычислением аберраций третьего порядка.

При этом необходимо учитывать, что для черенковского излучения дисторсия и кривизна поля не влияют на качество кольцевого изображения, поскольку дисторсия не уширяет кольцевого изображения, а только изменяет его диаметр, а уширения кольцевого изображения из-за кривизны поля можно избежать, если сместить плоскость изображения от гауссовой плоскости.

Рассмотрим монохроматические aberrации одиночных вогнутых зеркал и одиночных линз, как наиболее часто встречающихся оптических систем черенковских счетчиков.

Для центрированного зеркала и предмета, находящегося на бесконечности, коэффициенты aberrаций третьего порядка даются формулами ²²

$$\left. \begin{aligned} S_I &= -\frac{(1+b)}{4}, \quad S_{II} = -\frac{x(1+b)}{4} + \frac{1}{2}, \\ S_{III} &= -\frac{x^2(1+b)}{4} + x - 1, \quad S_{IV} = 1, \\ S_V &= -\frac{x^3(1+b)}{4} + \frac{3x^2}{2} - 2x, \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

где b — коэффициент деформации поверхности (для параболической поверхности $b = -1$, для сферической $b = 0$), x — расстояние входного зрачка от вершины зеркала.

Из этих формул видно, что параболическое зеркало, в отличие от сферического, не обладает сферической aberrацией. Тем не менее на практике обычно используют сферические зеркала, поскольку технология их изготовления значительно проще, чем параболических. Для случая, когда входной зрачок совпадает с вершиной зеркала, формулы коэффициентов aberrации сферического зеркала имеют очень простой вид:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= -\frac{1}{4}, \quad S_{II} = \frac{1}{2}, \quad S_{III} = -1, \\ S_{IV} &= 1, \quad S_V = 0. \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

Рассмотрим aberrации положительной тонкой линзы. Для предмета, находящегося на бесконечности, двояковыпуклая линза с соотношением радиусов кривизны поверхностей $6:1$ и обращенная более выпуклой стороной к предмету обладает минимальной сферической aberrацией. Практически такой же сферической aberrацией будет обладать плоско-выпуклая линза, обращенная выпуклой поверхностью к предмету. Для предмета, находящегося на бесконечности, и для входного зрачка, совпадающего с самой линзой, коэффициенты aberrаций плосковыпуклой линзы имеют следующие значения ²²:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= 2,14, \quad S_{II} = -0,3, \quad S_{III} = 1, \\ S_{IV} &= 0,6 \div 0,7, \quad S_V = 0. \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

Из сравнения с коэффициентами aberrаций сферического зеркала (79) легко видеть, что при одинаковом относительном отверстии (D/f) сферическая aberrация у линзы более чем в восемь раз превосходит сферическую aberrацию зеркала, в то время как кома, астигматизм и кривизна поверхности практически одинаковы для зеркала и линзы. В связи с этим кажется, что для черенковских счетчиков с высоким разрешением по скорости целесообразно использовать сферические зеркала, а не линзы. Существенным преимуществом зеркал является отсутствие у них хроматических aberrаций. Хроматическая aberrация тонкой линзы выражается соотношением

$$Q_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{D}{4f\nu_{\lambda_0}}. \quad (81)$$

Здесь λ_1 и λ_2 — граничные длины волн спектрального интервала, пропускаемого оптической системой, λ_0 — длина волны, соответствующая максимальному пропусканию оптической системы, ν_{λ_0} — коэффициент

дисперсии:

$$v_{\lambda_0} = \frac{n(\lambda_0) - 1}{n(\lambda_1) - n(\lambda_2)}.$$

Сложные линзовые системы дают возможность в некоторой степени скомпенсировать дисперсию черенковского излучения.

Для оценки расширения максимума кривой интенсивности черенковского света можно считать, что все погрешности оптической системы складываются аддитивно:

$$\varrho = \sum_{i=1}^v \varrho_i. \quad (82)$$

Тогда угловая ширина кольцевого изображения черенковского излучения будет определяться равенством

$$\Delta\theta_{32} \approx \frac{\varrho}{f}, \quad (83)$$

где f — фокусное расстояние оптической системы.

IV. ГАЗЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКАХ

А. Общие требования и получение определенных интервалов коэффициентов преломления

В газовых средах в принципе можно получать коэффициенты преломления в широком интервале значений от 1 до величин, характерных для жидкостей, но практическое осуществление этого наталкивается на большие технические трудности.

Чаще всего в конкретных задачах нет необходимости перекрывать большой интервал коэффициентов преломления, поэтому в газовых счетчиках могут быть использованы различные газы, наилучшим образом удовлетворяющие условиям выполнения проводимого эксперимента. Однако все они должны отвечать некоторым общим требованиям.

Основной характеристикой ДГС является разрешение по скорости, определяемое выражением (5), откуда видно, что для получения наилучшего разрешения при данном угле θ_0 , т. е. при данном n , нужно выбрать такой газ, для которого $\Delta\theta$ было бы минимальным. Из выражений (11) и (15) (где $\Delta k_2 \sim \varrho$) видно, что $\Delta\theta$ при данном коэффициенте преломления растет с увеличением плотности. Следовательно, необходимо выбирать газ с минимальным отношением $\varrho/(n - 1)$.

Кроме разрешения по скорости, существенной характеристикой ДГС и ПГС является величина фона, обусловленная в основном образованием δ -электронов. Так как число их при данном коэффициенте преломления растет с увеличением $Z\varrho/A$ (см. (29), (65)), наиболее пригодным будет тот газ, у которого отношение $Z\varrho/A (n - 1)$ наименьшее.

Одним из методов получения различных интервалов коэффициентов преломления является изменение давления газа при неизменной температуре. Применение высоких давлений требует, чтобы стенки счетчика были достаточно толстыми. Это приводит к дополнительному ухудшению разрешения и увеличению фона счетчика. Поэтому следует выбирать такой газ, в котором можно получить данный коэффициент преломления при наименьшем давлении.

На основании приведенных соображений был рассмотрен целый ряд газов, из которых наиболее подходящие для использования в черенковских счетчиках даны в табл. II.

Газы для черенковских счетчиков и их характеристики

Газ	Химическая ф-ла	$T_{кр}, ^\circ C$	$P_{кр},$ $кг/см^2$	$(n_D - 1) \cdot 10^4$ (760 мм Hg, $0^\circ C$)	$(n - 1)/\rho,$ $см^3/г$	$\frac{A \cdot n - 1}{Z \cdot \rho},$ $см^3/г$	$(n_D - 1) \cdot 10^2$ ($20^\circ C$, 50 ат)	Литература
Водород	H ₂	-240	13,2	1,39	1,55	1,55	0,628	44, стр. 52
Кислород	O ₂	-118	51,7	2,72	0,143	0,286	1,26	44, » 54
Воздух				2,926	0,226		1,35	49, » 37
Азот	N ₂	-147	34,6	2,97	0,239	0,478	1,39	44, » 50
Оксид азота	NO ₂	-93	66,1	3,03	0,226	0,452	1,50	48, » 217—218
Оксид углерода	CO	-140	35,6	3,34	0,269	0,538	1,54	49, » 33
Аммиак	NH ₃	132	115	3,77	0,488	0,832	0,328 *), 8,46 кг/см ²	44, » 39
Метан	CH ₄	-82,1	47,3	4,41	0,614	0,983	2,29	50
Двуокись углерода	CO ₂	31,0	75,3	4,50	0,228	0,456	3,08	49, стр. 40
Фреон-14	CF ₄	-45,5	38,1	4,61	0,117	0,246	2,40	49, » 70
Закись азота	N ₂ O	36,5	74,1	5,15	0,260	0,520	4,11 *), 49,4 ат	48, » 217—218
Ацетилен	C ₂ H ₂	35,7	63,7	6,10	0,521	0,965	4,80 *), 43,3 »	44, » 32
Сероводород	H ₂ S	100	91,8	6,19	0,402	0,760	1,36 *), 18,4 кг/см ²	45, » 37
Двуокись серы	SO ₂	158	80,4	6,60	0,225	0,450	0,221 *), 3,37 »	44, » 62
Этилен	C ₂ H ₄	9,2	51,6	6,96	0,551	0,964	6,03	44, » 59
Этан	C ₂ H ₆	32,3	49,8	7,06	0,521	0,866	4,56 *), 38,5 »	51, » 62
Фреон-13	CClF ₃	28,8	39,4	7,82**)	0,156	0,326	4,00 *), 32,4 »	51, » 55
Шестифтористая сера	SF ₆			7,85	0,120	0,251		49, » 68
Пропан	C ₃ H ₈	96,8	43,4	10,05	0,503	0,850	0,897 *), 8,50 »	51, » 61
Фреон-12	CCl ₂ F ₂	112	40,9	11,27*)	0,204	0,422	0,646 *), 5,79 »	51, » 49
Фреон C-318	C ₄ F ₈	115	27,6	12,85**)	0,144	0,300		13
Хлороформ	CHCl ₃	263	55,8	14,55	0,276	0,563		13
FC-75	C ₈ OF ₁₆	221	16,3	27,4**)	0,148	0,308		

*) При давлении насыщенных паров, которое указано рядом.

**) Получены расчетным путем, исходя из молекулярной рефракции 11, 13.

При составлении табл. II плотность определялась в большинстве случаев по экспериментальным данным о сжимаемости газов, взятым из работ, которые указаны в последней колонке. Для некоторых газов, ввиду отсутствия экспериментальных сведений, плотность была определена по кривым зависимости коэффициента сжимаемости от приведенных давлений и температур (см. ^{45,48}). Для ориентировочных расчетов в табл. II даны значения коэффициентов преломления ряда газов при температуре 20° С и давлении 50 ат. Из таблицы видно, что в таких условиях можно получить n в интервале 1,01 ÷ 1,06.

Для того чтобы при не очень высоких давлениях изменять n в интервале $n = 1,1 \div 1,2$, нужно применять газы при температурах и давлениях, близких к критическим. Последнее утверждение можно пояснить следующими соображениями ¹¹. Запишем формулу Лорентц — Лоренца в виде

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N_1 a,$$

где N_1 — число молекул в 1 см³, a — оптическая поляризуемость молекул. Известно, что a по порядку величины совпадает с r^3 — кубом линейных размеров молекулы. Если считать, что $a = r^3$, то в критической точке, где

$$Q_K^2 = \frac{1}{\nu_K} = \frac{M}{3b}$$

(b — объемная поправка в уравнении Ван-дер-Ваальса, равная согласно кинетической теории $\frac{4\pi}{3} N r^3$, N — число Авогадро), получим

$$\frac{n_K^2 - 1}{n_K^2 + 2} = \frac{1}{12},$$

или $n_K \approx 1,13$ — коэффициент преломления любого вещества в критической точке. Из всех газов, приведенных в табл. II, этилен при температуре 20° С и давлении 50 ат ближе других находится к критической точке, поэтому он имеет максимальный коэффициент преломления.

Б. О п р е д е л е н и е к о э ф ф и ц и е н т а п р е л о м л е н и я г а з а

Как мы уже видели, газовые черенковские счетчики в соответствующих условиях позволяют определять скорость (см. (5)), импульс (см. (43)) и массу (см. (44)) частиц. Для этого требуется точное знание коэффициента преломления газа, который можно измерить экспериментально либо рассчитать по формуле Лорентц — Лоренца, зная молекулярную рефракцию и плотность. При n , близких к единице, справедлива приближенная формула (7), где величина D не зависит от плотности и ее значение для ряда газов легко найти ^{23,24} по известным $n - 1$ и ρ или вычислить, используя свойство аддитивности молекулярных рефракций.

Плотность газа определяется экспериментально или вычисляется с помощью уравнений состояния. Большинство газов, применяемых в черенковских счетчиках, значительно отличаются от идеальных. Константы уравнений состояния (Ван-дер-Ваальса, Битти — Бриджмена) могут быть найдены в работах ^{23, 44-46}.

Применение формулы Лорентц — Лоренца для вычисления коэффициентов преломления многоатомных газов, вообще говоря, не кажется очевидным. Поэтому в работе ³⁰ производилось сравнение n для фреона и шестифтористой серы, полученных интерференционным способом и рассчитанных по формуле (6). Из рис. 8, a и b видно, что совпадение результатов является удовлетворительным.

На основании формул (5), (43), (44) можно оценить, что для точного определения скорости, импульса или массы необходимо знать коэффициент преломления с ошибкой $\Delta n/n \leq 10^{-4}$. Ввиду отсутствия точных данных о сжимаемости газов и о их молекулярных рефракциях обеспечить такую точность расчетным путем практически невозможно.

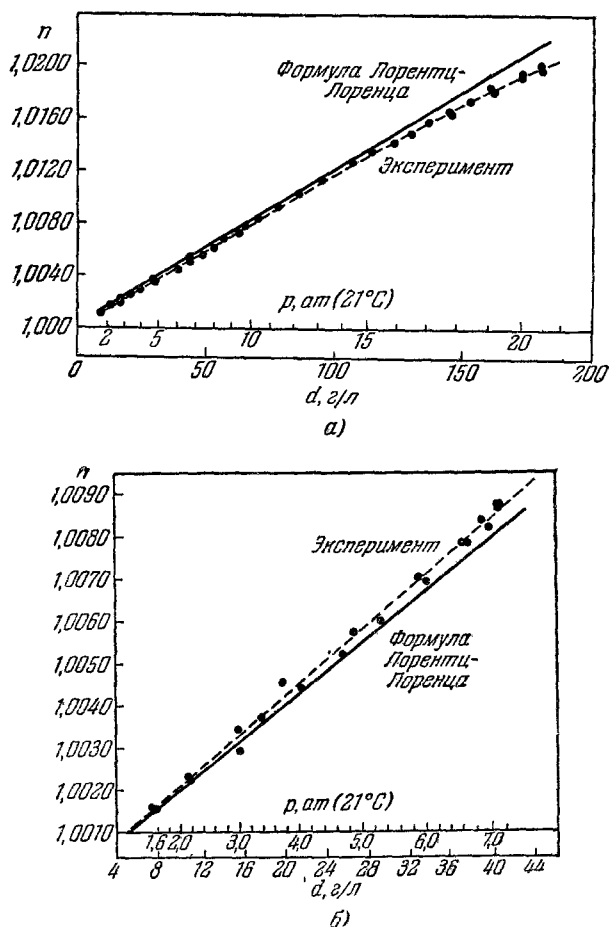


Рис. 8. Сравнение коэффициентов преломления, определенных интерферометрическим методом, с вычисленными по формуле Лоренца—Лоренца:

а) для SF_6 ; б) для CCl_2F_2 . Измерения сделаны для длины волны 5400 Å. По оси абсцисс — давление (атм), второй масштаб — плотность (г/л).

Существуют два метода измерения коэффициента преломления газа: с помощью интерферометра и путем определения диэлектрической постоянной газа конденсатором. Первый способ мы рассматривать не будем, отсылая интересующихся к первоисточникам⁵⁵⁻⁶⁰. Идея второго метода заключается в следующем. Известно, что емкость конденсатора в среде равна

$$C = \varepsilon C_0, \quad (84)$$

где ε — диэлектрическая постоянная среды, C_0 — емкость данного конденсатора в вакууме (при $\varepsilon = 1$). Для двух длин волн λ_1 и λ_2 , соответ-

вующих радиочастоте и видимой области спектра, можно написать соотношения

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1)-1}{\varepsilon(\lambda_1)+2} = A\rho, \quad \frac{n^2(\lambda_2)-1}{n^2(\lambda_2)+2} = B\rho,$$

где A, B — константы, не зависящие от длины волны и плотности газа. Деля одно равенство на другое и обозначая $A/B = G$, получим

$$n^2 - 1 = 3 \left(G \frac{\varepsilon + 2}{\varepsilon - 1} - 1 \right)^{-1},$$

откуда с учетом соотношения (84) имеем

$$n - 1 = \frac{3}{2G} \frac{C - C_0}{C + 2C_0}. \quad (85)$$

Формулой (85) пользуются для контроля изменения n в зависимости от давления газа. Постоянную G можно определить, зная коэффициент преломления и значения емкостей в одной точке.

Если емкость определять с точностью до 10^{-3} нф ⁴⁷, то при $n \approx 1,01$ и $C_0 \sim 100 \text{ нф}$ ошибка в определении коэффициента преломления не будет превышать величину $\frac{\Delta n}{n-1} \approx 7 \cdot 10^{-4}$ при условии, что константа G известна точно.

В. Д и с п е р с и я г а з о в

Абсолютные измерения коэффициентов преломления многих газов сопряжены с большими трудностями по очистке их от различных примесей. Поэтому обычно проводят относительные измерения, сравнивая коэффициенты преломления для всех длин волн с некоторым эталонным $n(\lambda_0)$. Последний определяется предварительно в результате усреднения по серии измерений, повторяющей всю процедуру, начиная с получения газа. Хотя относительный ход дисперсии измеряется с высокой точностью, абсолютные значения n имеют ошибку, не меньшую чем у эталонной величины.

Для ряда газов, используемых в черенковских счетчиках, зависимость $n(\lambda)$ в видимой и ультрафиолетовой областях получена интерференционным методом в работах ⁵⁵⁻⁶⁰. В этих измерениях n сравнивались с коэффициентом преломления для длины волны $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ и приводились к температуре 0° C и давлению 760 мм рт. ст. Экспериментальная зависимость аппроксимировалась формулами, содержащими две константы:

$$\frac{1}{y} \equiv \frac{3}{2} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

либо четыре константы:

$$\frac{1}{y} \equiv \frac{3}{2} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{A_1}{B_1 - \lambda^{-2}} + \frac{A_2}{B_2 - \lambda^{-2}}. \quad (86)$$

В табл. III приведены значения констант формулы (86). Как видно из предпоследней колонки, точность аппроксимации, характеризуемая величиной

$$\frac{y_{\text{теор}} - y_{\text{экс. макс}}}{y_{\text{экс}}} \cdot 100\%,$$

имеет порядок $0,01$.

Используя данные табл. III, можно показать, что дисперсия коэффициента преломления в области длин волн $2500 \div 5500 \text{ \AA}$ приводит к тому, что разрешение дифференциальных черенковских счетчиков по скорости $\frac{\Delta\beta}{\beta} \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ для всех рассмотренных газов.

Таблица III
Значения констант в формулах дисперсий газов

Газ	Химическая ф-ла	A_1	A_2	B_1	B_2	Область применения в \AA	Точность, %	Литература
а) $\frac{1}{y} \equiv \frac{3n^2-1}{2n^2+2} = \frac{A_1 \cdot 10^{-7}}{B_1 - 10^8 \lambda^{-2}} + \frac{A_2 \cdot 10^{-7}}{B_2 - 10^8 \lambda^{-2}} (\lambda \text{ в } \text{\AA})$								
Метан . . .	CH_4	55813	626028	64,2208	181,2638	2300—5800	0,01	55
Этан . . .	C_2H_6	200355	1229245	72,2582	259,6137	2300—5800	0,01	55
Этилен . . .	C_2H_4	63682	851205	38,8407	158,7771	2300—5800	0,01	55
Пропан . . .	C_3H_8	437475	2577230	77,7600	504,7311	2300—5800	0,01	55
Аммиак . . .		8656,0	442413,8	25,8837	131,2110	2300—5460	0,02	56
Сухой воздух		571119,0	8700,3	211,146	49,5608	2379—5462	0,01	57
Двуокись углерода . .	CO_2	742030,0	4852,0	172,409	45,0378	2379—5462	0,01	58
Окись углерода . . .	CO	49573,7	630960,0	549,894	266,076	2379—5462	0,01	58
Окись азота . . .	NO	3482,94	485547,0	26,9925	176,1095	2300—5460	0,02	59
Двуокись азота	NO_2	39454,3	750084,0	51,6712	179,3242	2300—5460	0,02	59
б) $\frac{1}{y} \equiv \frac{3n^2-1}{2n^2+2} = \frac{A_1 \cdot 10^{-8}}{B_1 - 10^8 \lambda^{-2}} + \frac{A_2 \cdot 10^{-8}}{B_2 + 10^8 \lambda^{-2}} (\lambda \text{ в см})$								
Водород . . .	H_2	1428582	754494	116,3126	568,6707	2300—5460	0,01	57
Азот	N_2	3953450	837340	152,294	240,651	2300—5460	0,01	60

В. КОНСТРУКЦИИ ЧЕРЕНКОВСКИХ ГАЗОВЫХ СЧЕТЧИКОВ

А. Пороговые газовые счетчики

Первые газовые черенковские счетчики были пороговыми. Вслед за Асколи и Бальцанелли ^{5,6} и Баркли и Джелли ⁷, которые работали с ПГС при атмосферном давлении, были сконструированы счетчики с регулируемым порогом регистрации частиц по скорости.

Толлестрап и Вентцель ²⁵ описали счетчик, применявшийся в качестве монитора для γ -квантов высокой энергии. Счетчик состоял из трубы длиной 1 м, закрытой с торцов тонкими фланцами и наполняемой гелием под небольшим давлением. Перед счетчиком помещался конвертор. Электроны, которые образовывались в нем, испускали в газе черенковский свет, отклонявшийся в конце трубы плоским зеркалом на ФЭУ типа 5819. Монитор не регистрировал отдельных импульсов; интенсивность пучка определялась током с катода ФЭУ.

Кинси и Вентцель ²⁶ применили газовый счетчик в качестве порогового детектора π -мезонов с энергией $\sim 3 \text{ Бэв}$. Счетчик выполнен в виде трубы с параболическим зеркалом в конце, в фокусе которого расположен фотоумножитель 1Р21. Труба наполнялась азотом под давлением в несколько атмосфер. Включенный в схему тройных совпадений со сцинтил-

ляционными счетчиками, газовый счетчик имел эффективность счета, близкую к 100% для π -мезонов с энергией на 500 $Mэв$ выше пороговой.

Линденбаум и Юань²⁷ сообщили о создании счетчика, работающего на углекислом газе при давлении 100—200 $ат$. Хенсон и Моор²⁸ и Беневентано и др.²⁹ применили газовые счетчики (Π_1 и Π_2), конструкции которых приведены на рис. 9 и 10, для регистрации космических μ -мезонов. Оба счетчика работали на сжатом CO_2 при давлении $\sim 10 ат$. Они управлялись телескопом из сцинтилляционных и гейгеровских счетчиков и имели эффективность ~ 86 и $\sim 97\%$ соответственно.

К счетчикам, которые были своего рода «пионерами» в этой области, можно отнести и ПГС (Π_3), описанный в работе Белякова и др.¹⁴, на котором исследовалась

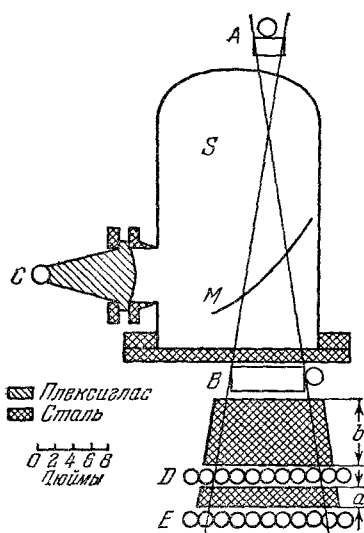


Рис. 9. Счетчик Хенсона и Моора. А, В, D, E — телескопические счетчики, М — параболическое зеркало, С — фотоумножитель.

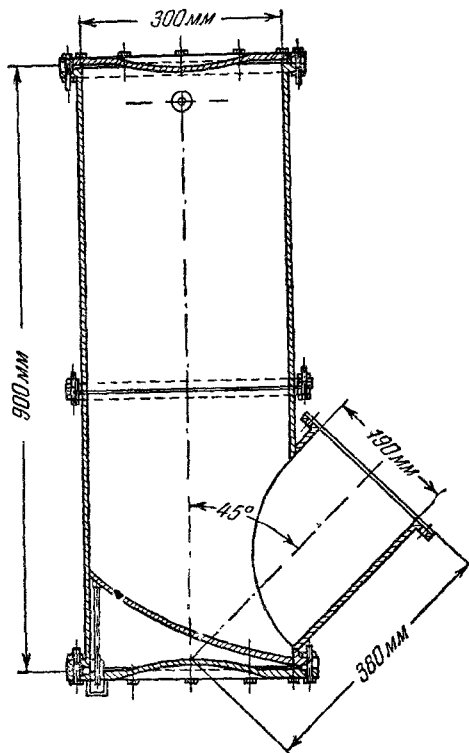


Рис. 10. Газовый черенковский счетчик для регистрации космических μ -мезонов.

возможность получения высокой эффективности регистрации частиц и чистота выделения редких частиц на большом фоне других. Устройство его видно из рис. 11, а. Стальная труба и фланцы счетчика были рассчитаны на давление 300 $ат$. На рис. 11, б представлена кривая эффективности счетчика в зависимости от давления этилена, полученная в пучке π -мезонов с энергией 393 $Mэв$. На кривой отчетливо видно наличие двух плато, соответствующих счету μ - и π -мезонов. Аналогичные кривые были сняты при наполнении счетчика воздухом. Интересно отметить, что фон счетчика ниже порога излучения при наполнении воздухом был приблизительно в четыре раза выше, чем при наполнении этиленом. В таком же отношении находятся и плотности этих газов. Сама величина этого фона ($\sim 0,5\%$), по-видимому, обусловлена в основном δ -электронами, так как поворот счетчика на 180° снижал его эффективность до уровня случайных совпадений ($0,1\%$), т. е. вклад сцинтилляции газа в образование фона мал.

Опыт работы с перечисленными выше счетчиками показал, что с улучшением конструкции пороговые газовые черенковские счетчики могут быть с успехом применены в качестве высокоэффективных детекторов заряженных частиц высокой энергии. Последующие эксперименты подтвердили это. На рис. 12, а изображен ПГС (Π_4), применявшийся в течение ряда лет как детектор π -мезонов с энергией больше 3 Бэв . Счетчик состоял из стальной трубы, внутрь которой была вставлена труба из полированного алюминия, плоского зеркала, отклоняющего свет на 90° , полированного алюминиевого конуса, улучшающего светосбор, и фотомножителя типа RCA-C7232A.

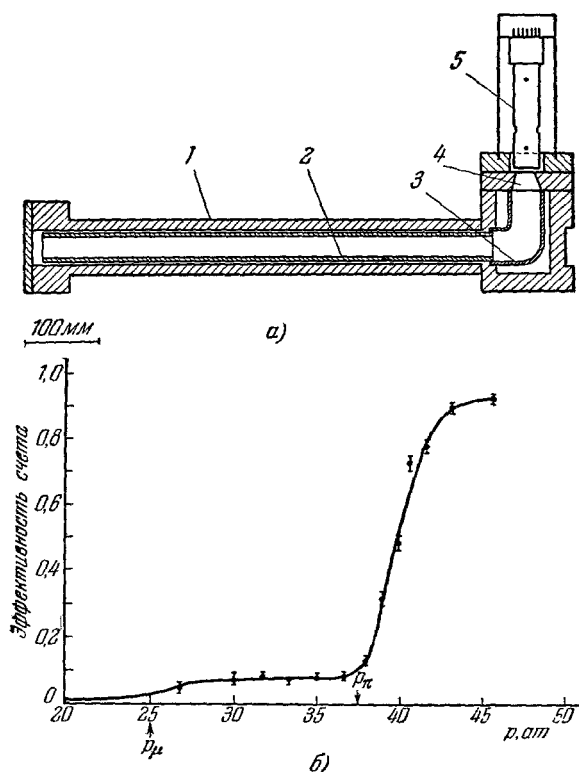


Рис. 11. ПГС, рассчитанный на давление 300 ат (Π_3).

а) Схема счетчика: 1 — стальной корпус, 2 — стеклянная алюминированная трубка диаметром 3 см; 3 — стеклянный алюминированный световод; 4 — плексигласовое окно; 5 — ФЭУ-33. б) Эффективность счетчика Π_3 в зависимости от давления этилена. Кривая получена в пучке π^+ -мезонов с энергией 393 Мэв. p_μ , p_π — пороговые давления для μ - и π -мезонов соответственно.

Для уменьшения числа шумовых импульсов ФЭУ охлаждался сухим льдом, который находился в пенопластовой коробке вокруг кожуха ФЭУ.

На рис. 12, б приведена эффективность счетчика в зависимости от давления газа (SF_6), полученная на пучке π -мезонов с импульсом $3,0 \pm \pm 0,1 \text{ Бэв/с}$. Изменение вида кривых в зависимости от напряжения ФЭУ свидетельствует о том, что регистрирующая аппаратура имела порог, соответствующий выбиванию с катода ФЭУ больше одного фотоэлектрона. Счет ниже порога обусловлен, по-видимому, малой долей электронов, всегда имеющих в π -мезонном пучке. Плавный изгиб кривой эффективности вблизи порога излучения можно объяснить разбросом частиц по импульсу и примесью в пучке μ -мезонов.

Свансон и Мазек³¹, основываясь на только что рассмотренной конструкции, создали большой ПГС (П₅) для работы в μ -мезонном пучке

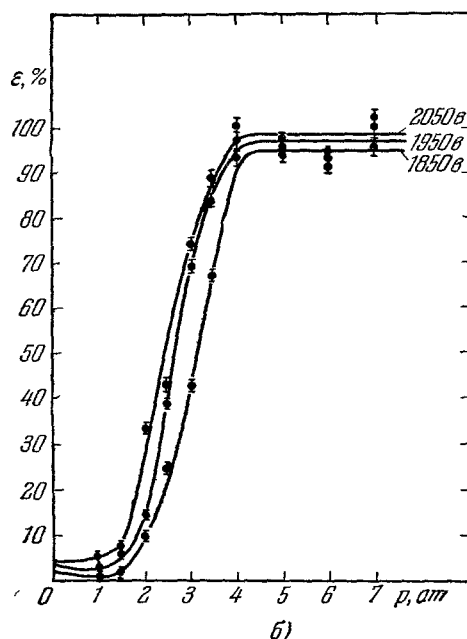
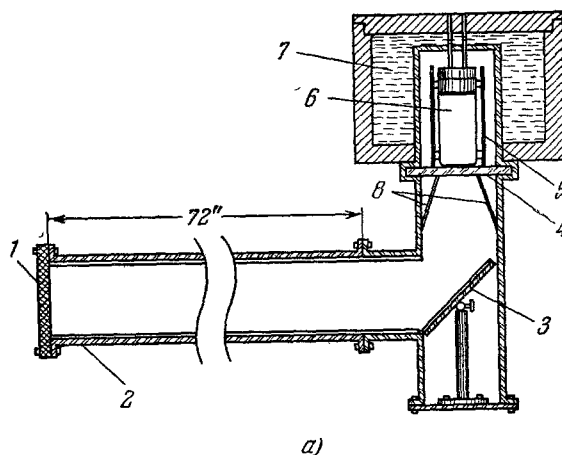


Рис. 12. а) Схема счетчика П₅: 1 — люминиевый фланец, толщина 1,9 см; 2 — полированный алюминиевый отражатель; 3 — плоское алюминиеванное зеркало; 4 — люцитовое окно, толщина 1,9 см; 5 — магнитный экран ФЭУ; 6 — ФЭУ С-7232А; 7 — сухой лед; 8 — полированный алюминиевый конус. б) Эффективность П₅ в зависимости от давления SF₆ при разных напряжениях на ФЭУ, полученная в пучке μ -мезонов с импульсом 3,0 Бэв/с.

с импульсом 2 Бэв/с (рис. 13, а). Счетчик имеет длину 2,2 м и диаметр 32 см. Отличие от конструкции³⁰ заключается в том, что для улучшения сбора света применена линза Френеля диаметром 30 см и с фокусным расстоянием 30 см, фокусирующая свет на ФЭУ RCA-7264. Эффективность

счетчика для μ - и π -мезонов с импульсом 2 Бэв/с в зависимости от давления газа (CO_2) приведена на рис. 13, б.

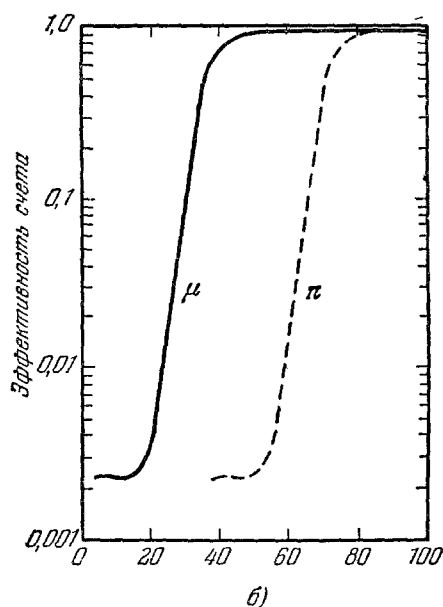
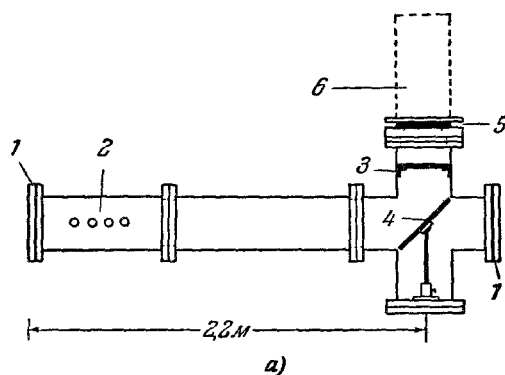


Рис. 13. а) Схема счетчика П₅: 1 — тонкое алюминиевое окно; 2 — отверстия для подачи газа и измерения давления; 3 — линза Френеля; 4 — зеркало; 5 — люцитовое окно; 6 — фотоумножитель в магнитной защите. б) Эффективность счетчика к μ -мезонам (сплошная кривая) и π -мезонам (пунктирная кривая) с импульсом 2 Бэв/с в зависимости от давления CO_2 .

По оси абсцисс — превышение давления в счетчике над атмосферным (в футах на кв. дюйм).

Бабаев и Ландсберг³² описали счетчик (П₆), устройство которого показано на рис. 14. Счетчик испытывался на пучке электронов с импульсом 200 Мэв/с и имел эффективность $\sim 100\%$ при давлении фреона-13 5 ат . При повороте счетчика на 180° эффективность его падала до $1,4\%$.

Счетчик, схема которого дана на рис. 15, использовался при измерении дифференциальных сечений упругого $\tilde{p}p$ -рассеяния⁴⁰. Он включался

на антисовпадения с другими счетчиками для подавления фона от π -мезонов.

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ применялись ¹⁴, ⁵³, ⁵⁴ газовые пороговые счетчики (Π_7 , Π_8 , Π_9), схемы конструкций которых приведены на рис. 16, а, б и в соответственно. Характерной особенностью их является применение для вывода ФЭУ из пучка частиц наклонного параболического или сферического зеркала. Это обстоятельство значительно упрощает конструкцию счетчика и его изготовление. Данные об испытаниях этих счетчиков приведены на рис. 17. Все счетчики работали с электронной аппаратурой, чувствительность которой соответствовала образованию одного фотоэлектрона на катode ФЭУ.

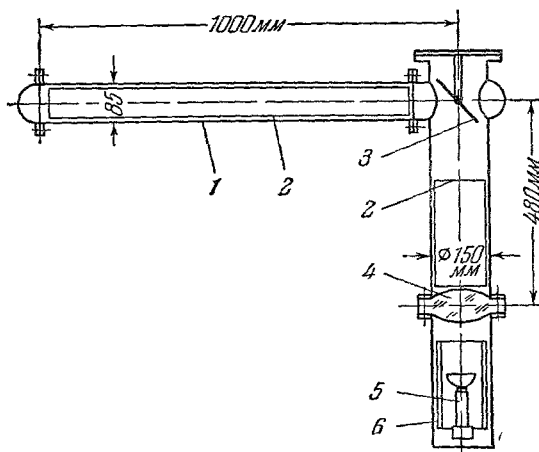


Рис. 14. Схема счетчика Π_8 .

1 — Корпус счетчика; 2 — цилиндрическое зеркало; 3 — плоское зеркало; 4 — линза; 5 — ФЭУ-24, 6 — магнитная защита ФЭУ.

Пороговый газовый счетчик-гигант сконструирован в ЦЕРНе ⁶⁶. Он имеет длину 10 м, внутренний диаметр 15 см и предназначен для разделения пионов, мюонов и электронов до энергии 10 Бэв. Счетчик состоит из трубы, составленной из отдельных 80 см-секций, в конце которой укреплено

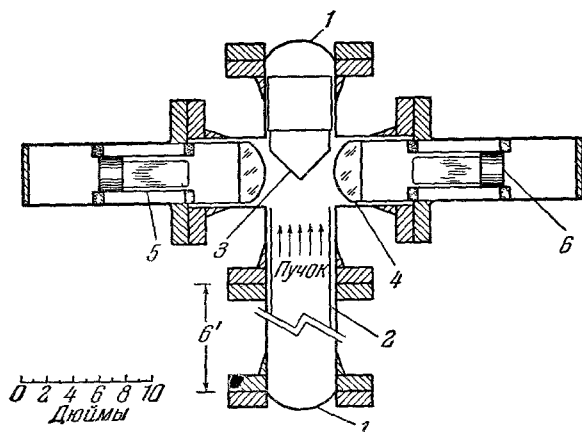


Рис. 15. Схема счетчика Корка и др. ⁴⁰.

1 — Алюминиевые окна диаметром 0,75 мм; 2 — цилиндрическое зеркало из анодированного алюминия диаметром 15 см; 3 — плоское зеркало из анодированного алюминия; 4 — люцитовая линза диаметром 10 см; 5 — магнитная защита ФЭУ; 6 — ФЭУ 6810-А.

регистратуру электронов, счетчик имеет высокую эффективность (лучше 99%) и высокую степень подавления более тяжелых частиц.

Рассмотрим разрешающую способность описанных пороговых черенковских счетчиков. На форму кривой эффективности ПГС вблизи порога черенковского излучения влияет очень много разных факторов (примесь

плоское зеркало, отклоняющее свет. Свет собирается на фотоумножитель типа 56 UVP с помощью параболического зеркала. В качестве рабочего вещества используется водород — наиболее выгодный газ с точки зрения минимального образования δ -электронов, потерь энергии на ионизацию и многократного рассеяния. В обычных условиях давление газа устанавливалось таким образом, чтобы угол свечения был равен 1° . При этом в спектральной области чувствительности ФЭУ образуется 140 фотонов. Испытания показали, что, будучи настроенным на

в пучке электронов μ -мезонов, разброс по импульсам этих частиц, чувствительность электронной аппаратуры), вклад которых трудно точно учесть. Поэтому определение порогового давления и использование формул (69) и (70) для вычисления разрешения ПГС по скорости, по массе или по импульсу сильно затрудняется. По мере удаления от порога влияние отмеченных эффектов сглаживается и крутизна наклона кривой эффективности все в большей степени определяется константой счетчика A .

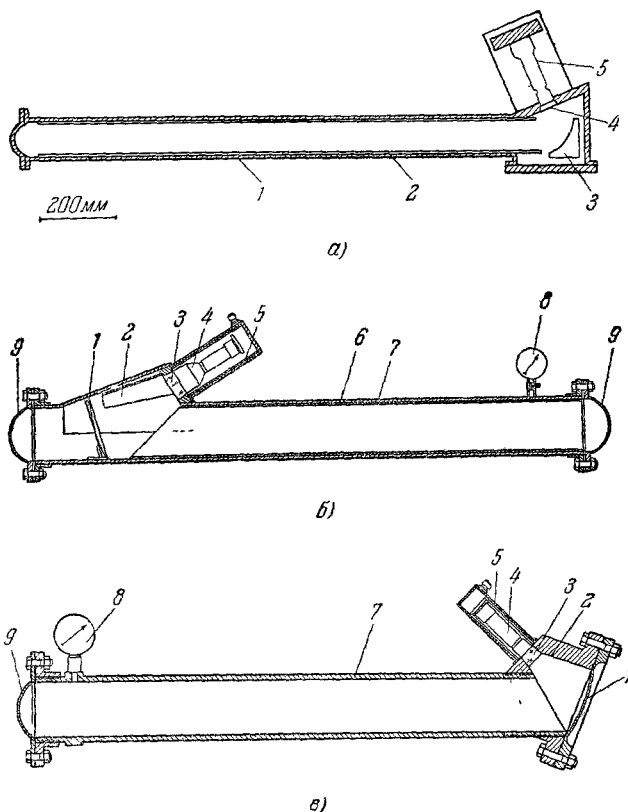


Рис. 16. а) Схема счетчика Π_7 : 1 — стальная труба диаметром 10 см; 2 — алюминиевый отражатель; 3 — параболическое зеркало; 4 — кварцевое окно; 5 — ФЭУ-33. б — в) Схемы счетчиков Π_8 и Π_9 соответственно: 1 — сферическое зеркало; 2 — алюминированный конический отражатель; 3 — плексигласовое окно; 4 — ФЭУ; 5 — магнитная защита ФЭУ; 6 — полированная алюминиевая труба, 7 — труба (в счетчике Π_8 — стальная, в счетчике Π_9 — дюралевая); 8 — манометр, 9 — фланец.

Можно считать, что при эффективности 10% уже все околупороговые явления сгладились. Следовательно, в качестве характеристики разрешающей способности счетчика можно брать участок кривой эффективности ПГС в зависимости от давления между уровнями 10 и 90% ³⁰. Так как эффективность счетчика — функция от $\sin^2 \theta$, очевидно, что величины

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= 1 - \frac{1}{n_1^2 \beta^2}, \\ c_2 &= 1 - \frac{1}{n_2^2 \beta^2} \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

где n_1 и n_2 — коэффициенты преломления, соответствующие эффективностям 90 и 10%, тоже будут константами счетчика. Для вывода разрешающей способности счетчика по импульсу запишем c_1 и c_2 в виде

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= 1 - \frac{1}{n_1^2 \beta_1^2} \\ c_2 &= 1 - \frac{1}{n_2^2 \beta_2^2} \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Отсюда легко получить значение импульса k_2 , для которого счетчик

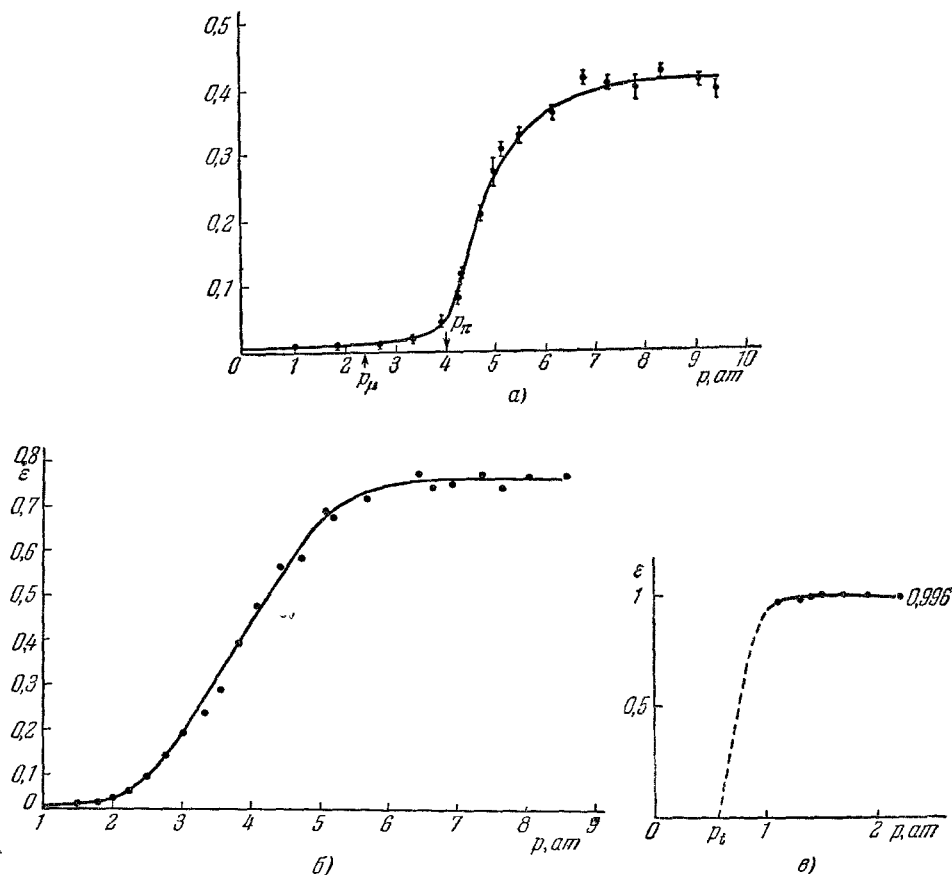


Рис. 17. а) Регистрация счетчиком Π_7 π^- -мезонов с импульсом 2,95 Бэс/с в зависимости от давления воздуха. б) Регистрация счетчиком Π_8 π^- -мезонов с импульсом 3,9 Бэс/с в зависимости от давления воздуха. в) Эффективность $\frac{1}{2}$ счетчика Π_9 к π^+ -мезонам с импульсом 4 Бэс/с в зависимости от давления фреона-12.

Пунктир — экстраполяция к пороговому давлению.

имеет эффективность 10%, если для k_1 он имеет эффективность 90%:

$$k_2 = \frac{m_1 k_1}{\sqrt{\frac{c_1 - c_2}{1 - c_1} (k_1^2 + m_1^2) + m_1^2}}. \quad (89)$$

Интересно знать, какие пары частиц может разделять счетчик в пучке с данным импульсом. Из уравнений (88) легко получить кинетическую энергию T_1 более легкой частицы m_1 , регистрируемой счетчиком

с эффективностью 90%, при которой более тяжелая частица m_2 будет регистрироваться с эффективностью 10%:

$$T_1 = m_1 \left\{ \frac{1}{\sqrt{\frac{m_1^2}{m_2^2 - m_1^2} \frac{c_1 - c_2}{1 - c_1}}} - 1 \right\}. \quad (90)$$

В табл. IV и V соответственно приведены разрешающие способности рассмотренных счетчиков по импульсу и массам, вычисленные по формулам (89) и (90). Рассмотрение их показывает, что пороговые счетчики имеют хорошее разрешение по импульсу примерно до 1,5 Бэв/с. При больших энергиях разрешение в соответствии с формулой (70) быстро ухудшается.

Таблица IV

Разрешение по импульсу, получаемое с помощью пороговых черенковских счетчиков

$k(90\%)$ Бэв/с	$k_1 - k_2 = \Delta k(90 \div 10\%) \text{ Мэв/с}$						
	П ₄	П ₇	П ₃	П ₉	П ₈	П ₆	П ₅
4,0	1000	800	2600	510	930	1120	650
3,0	720	630	1700	470	700	800	550
2,0	260	230	900	170	250	1300	200
1,5	120	110	530	80	130	150	120
1,0	40	40	220	30	45	50	35
0,5	8	7	40	~1	10	10	8

Таблица V

Разделение пороговыми черенковскими счетчиками различных пар частиц. В таблице дана кинетическая энергия более легкой частицы (в Бэв), при которой более тяжелая частица считается с эффективностью 10%

Счет- чики	$\mu-\pi$	$\pi-K$	$K-p$	$\pi-p$
П ₃	0,83	4,2	7,1	8,3
П ₄	2,2	12	19	23
П ₅	2,75	15	25,5	29
П ₆	2,0	11	14,5	21
П ₇	2,5	13,3	23,5	26
П ₈	2,3	12	21	24
П ₉	3,0	16	28	32

Из табл. V видно, что ПГС является хорошим прибором для выделения частиц по массам в пучке с данным импульсом. При этом для выделения легких частиц давление газа устанавливается таким образом, чтобы более тяжелые частицы находились ниже порога излучения. Счетчик включается в схему совпадений со сцинтилляционными счетчиками, регистрирующими как легкие, так и тяжелые частицы. При выделении тяжелых частиц ПГС включается на антисовпадения со сцинтилляционными счетчиками.

Точность выделения более легкой частицы зависит от отношения фона счетчика к эффективности на плато. Кривые испытаний рассмотренных счетчиков показывают, что полученный наименьший фон составляет

величину $\sim 0,002$ от эффективности на плато (счетчик Π_5). Относительно фона в других счетчиках нельзя сказать ничего определенного, так как они испытывались в таких условиях, где не исключена возможность присутствия в пучке электронов высокой энергии. Величину фона можно уменьшить, включая на совпадения два или более ПГС или повышая порог чувствительности электронной аппаратуры. Чистота выделения тяжелых частиц определяется эффективностью счетчика на плато и эффективностью схемы антисовпадений. Кривые испытаний счетчиков Π_5 и Π_6 показывают, что наилучшая экспериментально полученная эффективность равна 0,996. Это значит, что если электронная схема антисовпадений имеет эффективность 100%, то с помощью таких ПГС можно подавить более легкие частицы не лучше чем в 250 раз.

Б. Д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы е г а з о в ы е с ч е т ч и к и

Семейство дифференциальных счетчиков менее многочисленно, чем семейство пороговых. Это связано, во-первых, с тем, что их начали конструировать не так давно; во-вторых, с тем, что это — довольно сложный прибор с точной оптикой.

Первым был описан ДГС (D_1), в котором коэффициенты преломления среды можно менять в широких пределах вплоть до 1,277^{13, 33, 35}. В счетчике в качестве рабочего вещества использовалось фторорганическое соединение перфлюор-три-бутил-тетрагидрофуран ($C_8O F_{16}$), коммерческое наименование которого FC-75. При нормальном давлении и температуре это — жидкость, имеющая низкое критическое давление 16,3 ат и критическую температуру 227,1° С. Коэффициенты преломления порядка 1,1 — 1,2 можно получить в этом веществе при сравнительно небольшом давлении, используя подогрев до $\sim 250^\circ$ С. Принципиальная схема счетчика изображена на рис. 18, а. Корпус счетчика, длиной 25 см и диаметром 10 см, изготовлен из меди; внутренняя поверхность его отполирована и хромирована. Входное окно для пучка частиц имеет форму полусферической стальной мембраны толщиной 1,6 мм. Выходное окно для света сделано из кварца толщиной 2,5 см. Для подогрева корпус счетчика окружен нагревательным элементом. При уменьшении температуры и давления в рабочий объем поступает большее или меньшее количество FC-75. Запасной резервуар жидкости находится при комнатной температуре. Давление в системе изменяется путем изменения давления азота над жидкостью в запасном резервуаре. Для того чтобы жидкий FC-75, поступающий из резервуара, не изменял температуры среды в счетчике, на пути к нему стоит термостатированный подогреватель. Коэффициент преломления среды контролировался емкостным датчиком.

Оптическая система счетчика рассчитана на регистрацию частиц, излучающих свет под углом $\sim 10^\circ$ к направлению движения. Она состоит из отклоняющего плоского зеркала, двухлинзового фокусирующего элемента, исправленного на кому́ и астигматизм, но имеющего небольшие сферическую и хроматическую aberrации, и диафрагмы, образованной черным подвижным диском и алюминированным коническим отражателем. Вычисленная ширина кольцевого изображения в фокальной плоскости имеет размеры 1,08 мм или $0,3^\circ$ — за счет сферической aberrации и 3,1 мм или $0,8^\circ$ — за счет хроматической aberrации. Линзы изготовлены из кварца и люцита. Черенковский свет регистрировался фотоумножителем RCA-C7267, имевшим кварцевое окно.

Учитывая спектральное распределение интенсивности черенковского излучения, прозрачность кварца и спектральную чувствительность ФЭУ, можно показать (см.¹, стр. 127), что при использовании кварцевой оптики

число фотонов, достигающих поверхности фотокатода ФЭУ, вдвое больше, чем при использовании люцитовый или стеклянной оптики.

На рис. 18, б представлена зависимость счета в D_1 от давления газа, полученная в пучке π^+ -мезонов с импульсом $2,6 \text{ Бэв/с}$. При этом диафрагма пропускала свет, испущенный под углами $9,5 \div 10,5^\circ$. Эффективность счетчика в максимуме (68%) является функцией порога электронной аппаратуры. Ее можно увеличить, но соответственно возрастет ширина максимума и величина отношения фона к эффективности в максимуме.

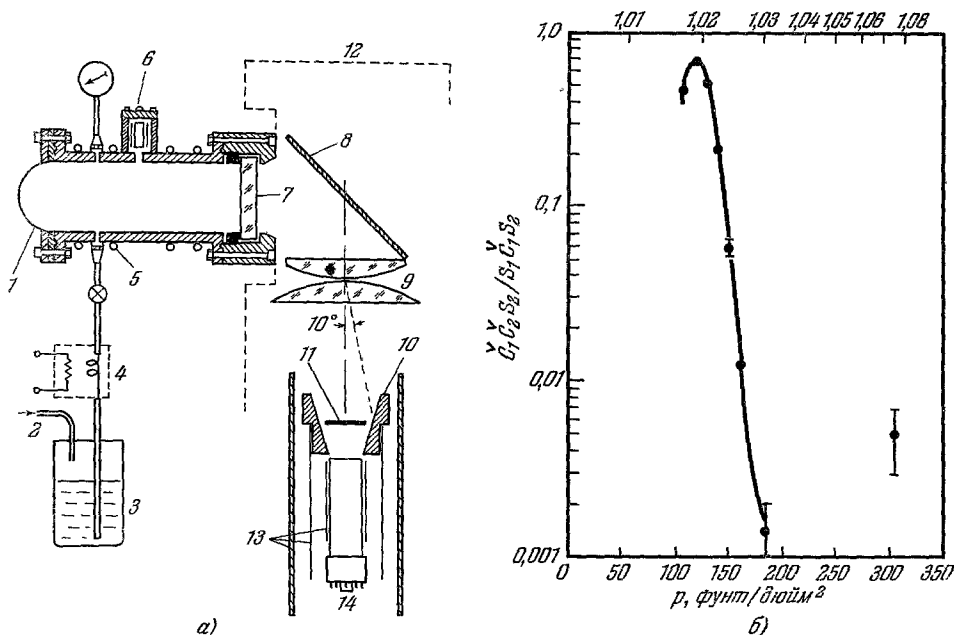


Рис. 18. а) Схема конструкции счетчика D_1 : 1 — входной полусферический стальной фланец толщиной 1,6 мм; 2 — подача азота под давлением; 3 — жидкость FC-75; 4 — подогреватель; 5 — нагревательный элемент; 6 — емкостный датчик плотности; 7 — кварцевое окно; 8 — плоское зеркало; 9 — кварцевые линзы; 10 — конический рефлектор; 11 — черный диск; 12 — светонепроницаемый ящик; 13 — магнитная защита ФЭУ; 14 — ФЭУ C7267. б) Эффективность счетчика D_1 для π -мезонов с импульсом $2,6 \text{ Бэв/с}$.

По оси абсцисс нижний масштаб — давление газа (в фунтах на кв. дюйм), верхний масштаб — коэффициент преломления.

Разрешение счетчика по скорости, вычисленное по полуширине кривой эффективности на полувысоте $\Delta\beta/\beta = \Delta h/h = 0,0025$, близко к расчетному значению 0,002, даваемому формулой (7). Фон в счетчике при давлении 14 ат равен 0,0015. При дальнейшем увеличении давления фон возрастает, по-видимому, из-за увеличения количества δ -электронов.

Счетчики описанной конструкции применялись в экспериментах по изучению полных сечений взаимодействия π - и K^+ -мезонов с протонами 36 , 37 . На рис. 19 показан пример выделения K^+ -мезонов из пучка частиц с импульсом $2,6 \text{ Бэв/с}$.

Большой ДГС (D_2), сконструированный в ЦЕРН 33,35,38 , рассчитан на работу с этиленом до давления 70 ат *) (рис. 20). Пределы изменения

*) О применении счетчика сходной конструкции сообщено в работе 65 .

коэффициента преломления $1,0 \div 1,15$ при температуре 22°C . Для измерения коэффициента преломления в счетчике имеется емкостный датчик, проградуированный с помощью рефрактометра. Постоянная температура газа поддерживается водой, циркулирующей вокруг счетчика и соединенной с термостатом. Для фокусировки черенковского света используется центрированное сферическое зеркало с большим фокусным расстоянием $f=130 \text{ см}$ и малым относительным отверстием (D/f), что позволяет получить кольцевое изображение высокого качества. При этом наиболее существенны aberrации комы и астигматизм. Для частиц, проходящих на расстоянии 8 см от оптической оси зеркала и излучающих свет под углом $0,1 \text{ рад}$, уширение кольца за счет комы и астигматизма составляет $0,6\%$ от радиуса кольцевого изобра-

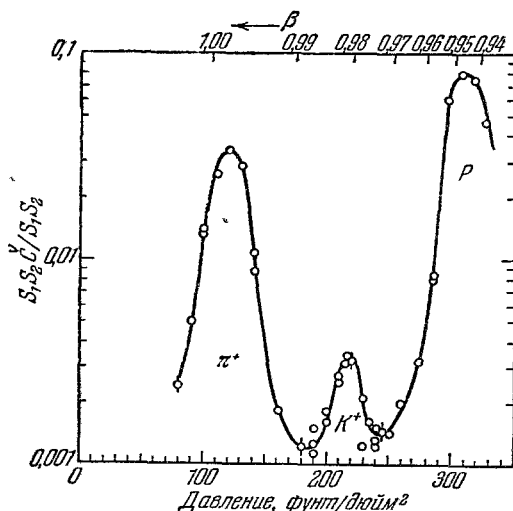


Рис. 19. Спектр масс, полученный с помощью D_1 в пучке частиц с импульсом $2,6 \text{ Бэ/с}$. По оси абсцисс — давление в фунтах на квадратный дюйм.

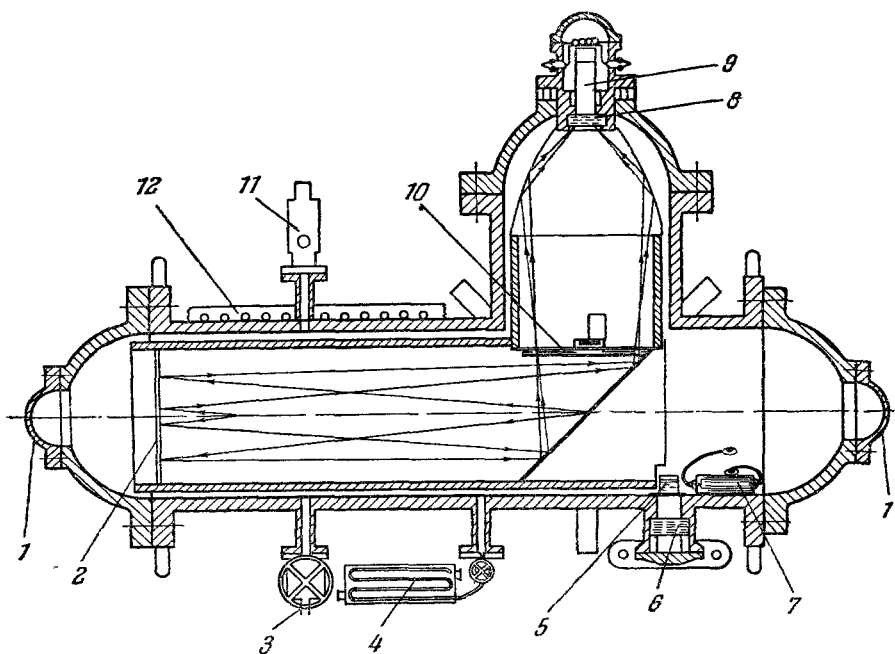


Рис. 20. Дифференциальный счетчик D_2 .

1 — Алюминиевые окна; 2 — сферическое зеркало; 3 — к вакуумному насосу; 4 — вход газа; 5 — призма рефрактора; 6 — окно для наблюдений; 7 — емкостный датчик; 8 — кварцевое окно; 9 — ФЭУ; 10 — переменная кольцевая диафрагма; 11 — предохранительный клапан; 12 — нагревательный элемент.

жения. Уширение же кольца, вызванное дисперсией показателя преломления в области спектральной чувствительности фотокатода ФЭУ, равно 1% .

Для вывода фотоумножителя из пучка частиц используется плоское зеркало, отклоняющее черенковский свет на кольцевую диафрагму. Диафрагма расположена в фокусе сферического зеркала. Она имеет неподвижную центральную часть, соответствующую углу излучения $0,1 \text{ рад}$, и переменную кольцевую щель, угловая ширина которой может регулироваться от 0 до $0,03 \text{ рад}$. Так как согласно формуле (71) данное сферическое зеркало дает кольцевое изображение диаметром 26 см, чтобы собрать на фотокатод ФЭУ свет, прошедший через диафрагму, необходимо применять дополнительную оптическую систему в виде алюминированного эллиптического конуса.

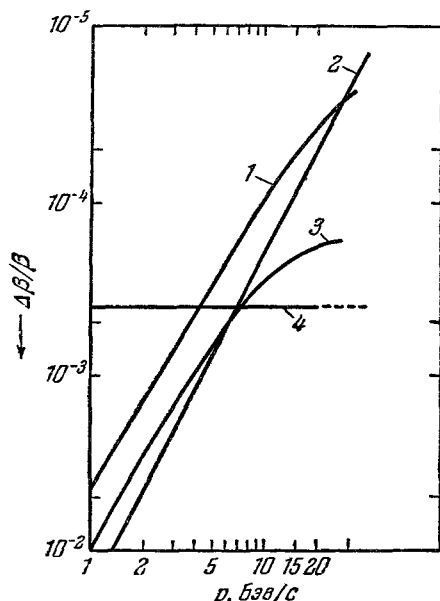
Свет попадает на ФЭУ через кварцевое окно диаметром 8 см. Длина пути частиц, на которой излучается полезный свет (~ 500 фотонов), равна 1 м. Полная длина счетчика равна 2,5 м, вес 3 т.

Расчетная разрешающая способность счетчика представлена на рис. 21. Пример спектра скоростей, определенного с помощью данного счетчика в пучке частиц с импульсом 18 Бэв/с и расходимостью $1,7 \text{ мрад}$, дан на рис. 22. Пики $\pi - K - p$ получены с кольцевой диафрагмой шириной 2 мрад . При этом счетчик имеет эффективность 72% и разрешение по скорости $\Delta\beta/\beta = 3 \cdot 10^{-4}$. Дейтонный пик измерен с кольцевой диафрагмой шириной 6 мрад . При этом эффективность счетчика близка к 100%. Фон счетчика составляет величину $\sim 10^{-4}$.

Корк и др.³⁹ сконструировали счетчик D_3 , который работает одновременно с двумя угловыми интервалами. На рис. 23, а представлен разрез этого счетчика. Излучающий объем газа (метана) имеет вид трубы диаметром 12,7 см и длиной 70 см, закрытой тонкими алюминиевыми фланцами толщиной $\sim 5 \text{ мм}$. Черенковский свет отклоняется на 90° плоским зеркалом в два боковых рукава, в которых стоят люцитовые линзы, фокусирующие свет в кольцо на кварцевом окне. Если угловой радиус кольца меньше $6,6^\circ$, то свет попадает на центральный фотоумножитель по коническому световоду. Если угловой радиус больше $7,4^\circ$, свет попадает на четыре ФЭУ, расположенных по кольцу и работающих параллельно. Расчетное разрешение счетчика по скорости $\Delta\beta/\beta = 2 \cdot 10^{-3}$.

Рис. 21. Факторы, определяющие теоретическое разрешение счетчика D_2 по скорости в зависимости от импульса частиц. 1 — Многократное рассеяние, 2 — разброс по импульсу (15%), 3 — дисперсия (3%); 4 — расходимость пучка ($2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$).

Счетчик D_3 предназначен для специальной цели, — выделять K -мезоны в пучке частиц с импульсами от 1,5 до 5 Бэв/с . Он работал вместе с системой, выделяющей K -мезоны по времени пролета. В зависимости от импульса частиц, схема работы счетчика разная: режим А — импульс больше 1,5 Бэв/с , режим Б — меньше 1,5 Бэв/с . Режим А заключается в следующем. Давление в счетчике выбирается таким образом, чтобы K -мезоны давали черенковский свет под углом 6° , который собирался на центральный ФЭУ. При этом черенковское излучение π -, μ -, e -частиц фокусировалось на внешнее кольцо. Сигналы от центрального ФЭУ вклю-



чались на совпадение со сцинтилляционными счетчиками, сигналы от внешних ФЭУ — на антисовпадения. Типичная кривая, иллюстрирующая работу счетчика в этом режиме в зависимости от давления газа, приведена на рис. 23, б. Импульс частиц 2 Бэв/с. При давлении от 100 до 400 psi *) эффективность близка к 1, и счетчик регистрирует π -, μ -, e -частицы, свет от которых попадает на центральный ФЭУ. По мере увеличения давления свет смещается на внешнее кольцо и счет резко падает до величины $\sim 10^{-6}$. При давлении 700 psi находится порог свечения K -мезонов, счет которых достигает максимума при давлении ~ 1000 psi.

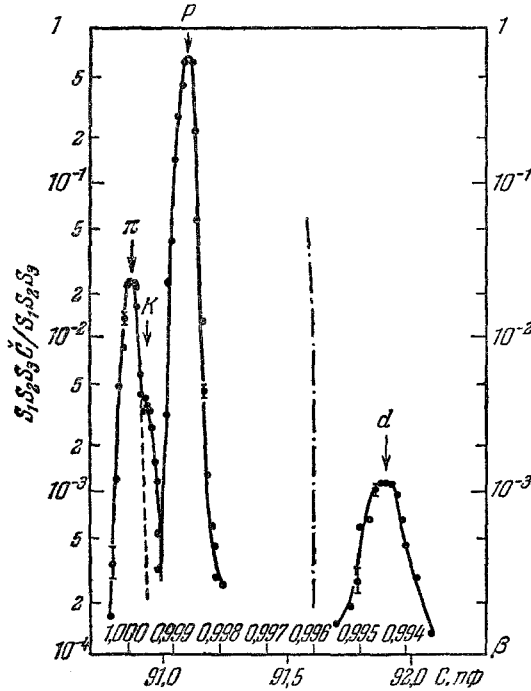


Рис. 22. Спектр скоростей пучка положительных частиц с импульсом 18 Бэв/с, полученный с помощью счетчика D_2 .

Второй масштаб по оси абсцисс — изменение емкости при изменении давления газа в счетчике.

В режиме Б сигнала от центрального ФЭУ не требуется. В этом случае счетчик работает только на антисовпадения. Пока черенковский свет не попадает на внешнее кольцо, аппаратура считает частицы $\pi + k + p$ (первое плато на рис. 23, б). Затем с увеличением давления увеличивается угол свечения частиц и сначала π -, а потом и K -мезоны дают свет на внешние ФЭУ. Соответственно этому электронная аппаратура считает частицы $k + \bar{p}$ (второе плато) и \bar{p} (третье плато).

Интересный пример использования газовых черенковских счетчиков описан Куком ⁴¹. Счетчик, конструкция которого показана на рис. 24, а и б, использовался при измерениях упругого K^-p -рассеяния как антисовпадательный для исключения вторичных продуктов распада K -мезонов, искажающих угловое распределение рассеянных K -мезонов. Давление газа (SF_6) в нем было установлено так, чтобы частицы со скоростью $\beta = 1$ излучали свет под углом 10° . Черенковское излучение фокусировалось

*) 1 psi = 1 фунт/дюйм² = 0,070307 кг/см².

сферическим зеркалом на плексигласовую пробку, которая одновременно была линзой.

На рис. 25, а изображена схема ДГС (D_4), разработанного и примененного в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ для выделения

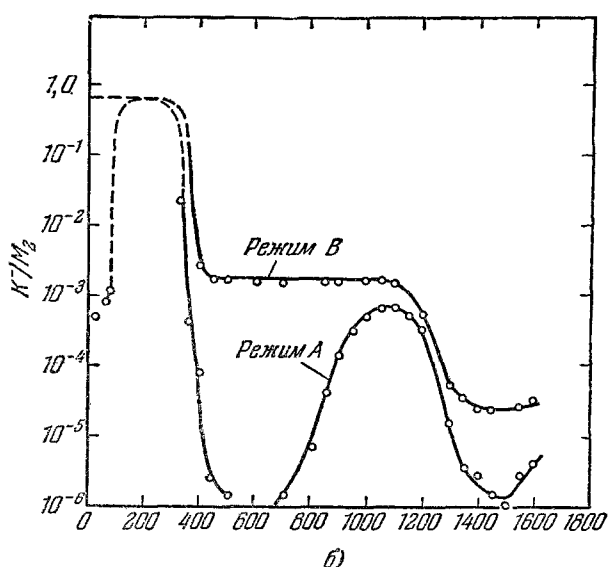
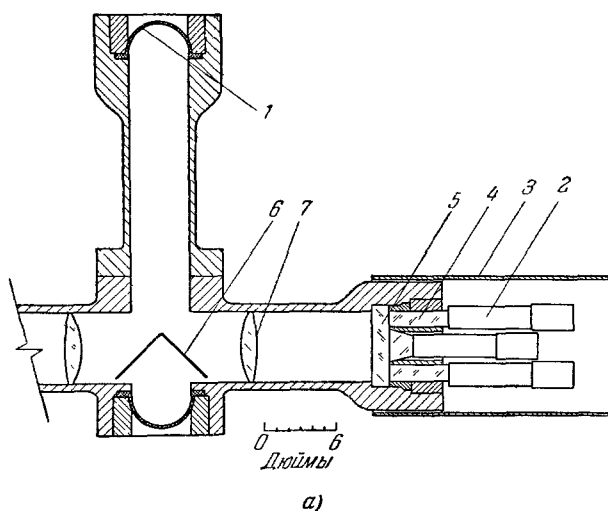


Рис. 23. а) Схема счетчика D_3 : 1 — алюминиевое полусферическое окно ~ 5 мм; 2 — ФЭУ 6810А; 3 — магнитная защита ФЭУ; 4 — люцитовый световод; 5 — кварцевое окно $\sim 3,8$ см; 6 — плоское алюминиевое зеркало; 7 — люцитовая линза. б) Кривые эффективности для K -мезонов при разных режимах работы в зависимости от давления метана. По оси абсцисс — давление (в фунтах на кв. дюйм).

K -мезонов^{42,43}. Черенковское излучение образуется в стальной трубе (диаметр 10 см), наполненной газом. Труба закрыта с двух сторон фланцами из нержавеющей стали толщиной 1 мм. Первоначально она была отполирована, но в процессе испытания выяснилось, что от качества

полировки сильно зависит фон счетчика. Поэтому в дальнейшем внутренняя поверхность счетчика была покрыта черным бархатом, чтобы не собирать отраженный свет. Длина счетчика была 1,6 м, бархатное покрытие уменьшило эффективную длину счетчика до 0,7 м.

Оптическая система счетчика D_4 , состоящая из сферического зеркала с фокусным расстоянием 40 см, ось которого наклонена к оси пучка частиц, настроена на регистрацию черенковского излучения, испускаемого под углом 4° .

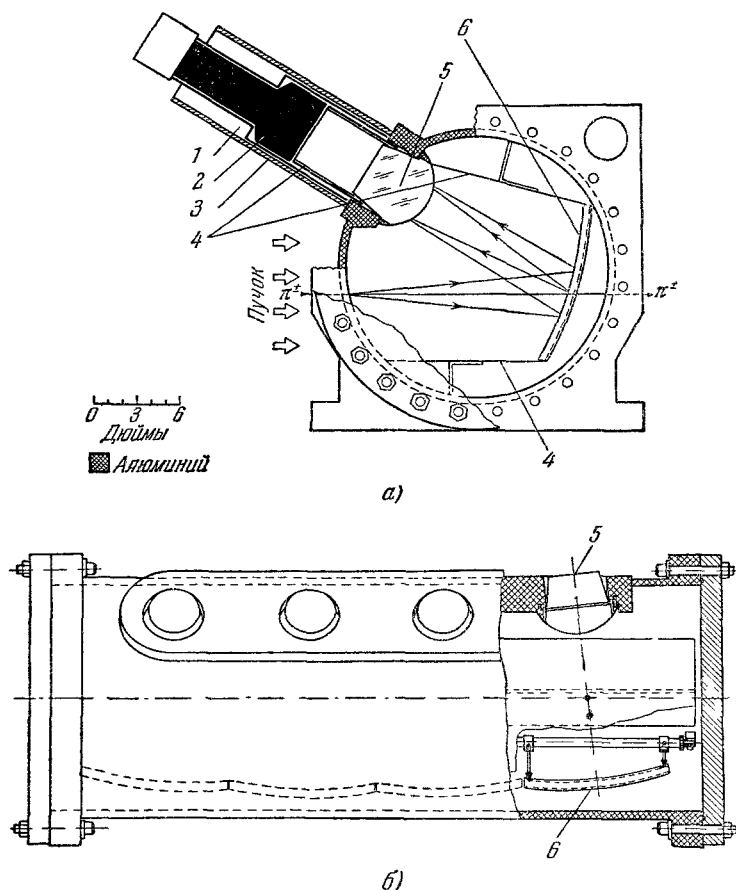


Рис. 24. Схема счетчика Кука и др.

а) 1, 3 — магнитная защита ФЭУ; 2 — ФЭУ-7046; 4 — анодированный алюминевый отражатель; б) 5 — люцитовая линза, 6 — алюминированное сферическое зеркало ($\sim 30 \times 30$ см², радиус кривизны ~ 71 см).

Применение наклонного зеркала вместо центрированного позволило выводить фотоумножитель из пучка частиц без дополнительных плоских зеркал. Аберрации такого зеркала можно оценить, считая, что они являются частью, вырезанной из большего зеркала, ось которого совпадает с осью радиатора. Ясно, что аберрации части зеркала не будут превышать аберраций от всей поверхности. Вычисления показывают, что наиболее существенна в данном случае сферическая аберрация, составляющая величину 10% от радиуса изображения.

Кривые эффективности счета двух ДГС такого типа с кольцевыми диафрагмами шириной 10 и 4 мм, в зависимости от давления воздуха в них,

показаны на рис. 25, б. Внутренний диаметр диафрагм одинаковый. Кривые получены в пучке π^+ -мезонов с импульсом $3,4 \text{ Бэв/с}$. Так как в счетчике образуется мало фотонов (~ 150), для получения высокой эффективности счета требуется тщательный подбор ФЭУ с высокой квантовой

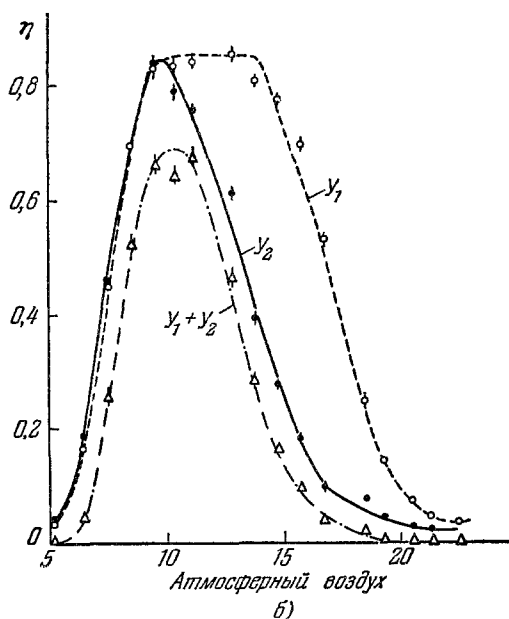
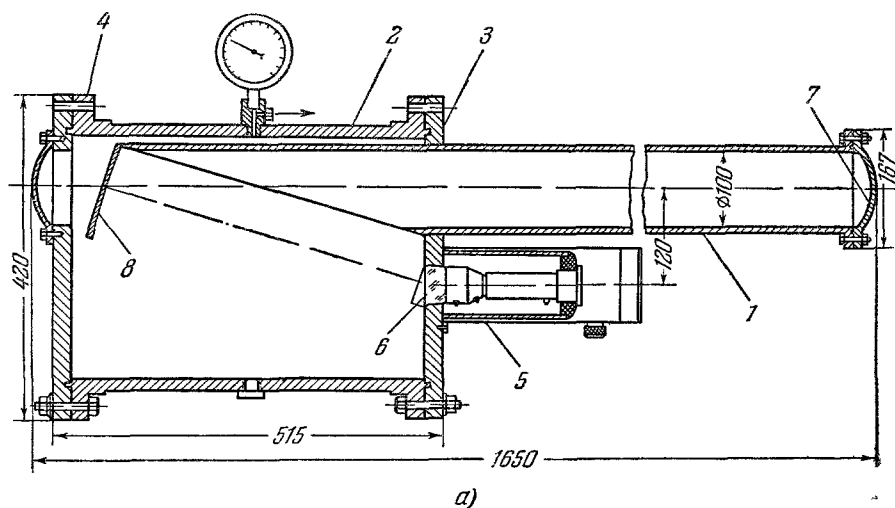


Рис. 25. а) Схема счетчика D_4 (размеры в мм): 1 — стальная труба; 2 — корпус счетчика; 3, 4 — съемные фланцы; 5 — ФЭУ-24; 6 — плексигласовое окно; 7 — фланцы из нержавеющей стали 1 мм; 8 — сферическое зеркало ($f=40 \text{ см}$). б) Эффективность двух счетчиков D_4 к π -мезонам с импульсом $3,4 \text{ Бэв/с}$ в зависимости от давления воздуха: Y_1 — диафрагма 10 мм; Y_2 — диафрагма 4 мм. $Y_1 + Y_2$ — оба счетчика на совпадении друг с другом.

эффективностью и большим усилением. Электронная аппаратура должна быть чувствительна к импульсам, соответствующим одному фотоэлектрону с катода ФЭУ. С различными ФЭУ-24 эффективность была от 40 до 96%.

Фон в счетчиках $\sim 2\%$. При выделении K -мезонов для уменьшения фона вместо воздуха использовался этилен. Разрешающая способность счетчика D_4 , определенная по кривой Y_2 на рис. 25, б ($\Delta\beta/\beta \sim 10^{-3}$), близка к расчетной ($7 \cdot 10^{-4}$).

На рис. 26 приведен пример спектра масс пучка частиц с импульсом $4,75 \text{ Бэв/с}$, полученного с помощью двух ДГС, включенных на совпадения. Фон в районе K^- -мезонного пика составляет меньше 1% от счета в максимуме. Схема другого дифференциального счетчика D_5 , используемого в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ⁶⁴, представлена на рис. 27. Его оптическая система состоит из сферического зеркала с фокусным расстоянием 110 см и двух параболических зеркал, в фокусе которых находятся фотокатоды ФЭУ. Отражающая поверхность параболических зеркал служит одновременно диафрагмой.

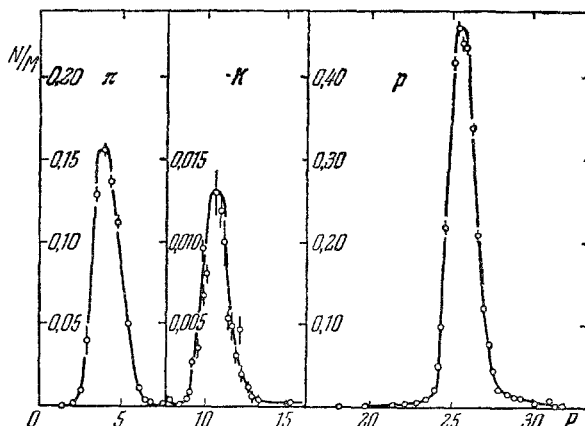


Рис. 26. Спектр масс, полученный с помощью двух счетчиков типа D_4 в пучке частиц с импульсом $4,75 \text{ Бэв/с}$.

По оси абсцисс — давление этилена в атмосферах. По оси ординат — отношение счета двух D_4 к сцинтилляционному монитору.

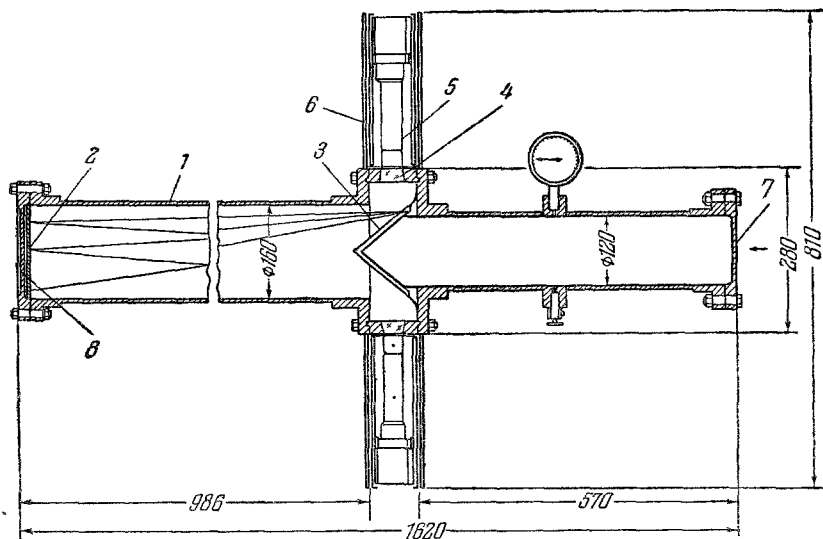


Рис. 27. Схема конструкции счетчика D_5 (размеры в см).

1 — дюралюминиевый корпус; 2 — сферическое алюминированное зеркало; 3 — параболические зеркала; 4 — кварцевые окна ($\varnothing = 40 \text{ мм}$, толщина 20 мм); 5 — фотоумножители ФЭУ-33; 6 — магнитный экран; 7, 8 — дюралюминиевые фланцы толщиной 5 мм .

Внутренняя поверхность счетчика покрыта черным бархатом. В качестве рабочего вещества используется этилен. Экспериментальная кривая эффективности счетчика в зависимости от угла свечения π^+ -мезонов с импульсом

3,14 Бэв/с показана на рис. 28. Вычисленное по этой кривой разрешение счетчика по скорости составляет $\Delta\beta/\beta = 5 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, из всех существующих в настоящее время конструкций дифференциальных счетчиков, наилучшее разрешение по скорости $\Delta\beta/\beta = 3 \cdot 10^{-4}$ получено в счетчике D₂, причем эта величина согласуется с теоретической оценкой, определяемой в основном расходимостью пучка.

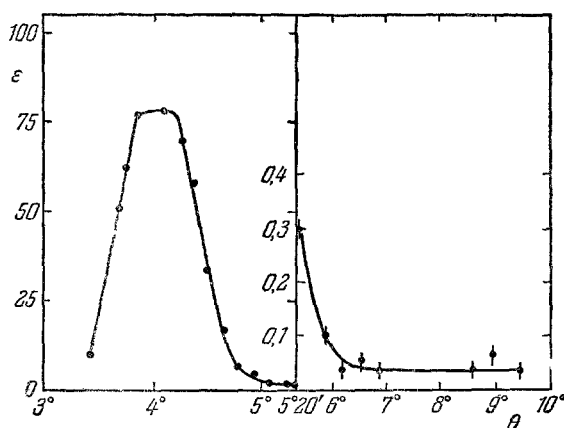


Рис. 28. Эффективность регистрации счетчиком D₅ π^+ -мезонов с импульсом 3,14 Бэв/с в зависимости от угла свечения.

Величина фона в ДГС сильно зависит от чувствительности электронной аппаратуры. При высокой чувствительности $\epsilon_{\text{ф}} \sim 10^{-2}$. Чтобы получить $\epsilon_{\text{ф}} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$, необходимо понижать чувствительность аппаратуры, доводя ее до уровня, соответствующего образованию на фотокатод ФЭУ десятков фотоэлектронов. Естественно, что при этом уменьшается эффективность счетчиков в максимуме.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1

Доля света (%), отраженного при нормальном падении от непрозрачной металлической пленки, нанесенной на полированное стекло

Длина волны, Å	Химически осажденное серебро	Напыленный алюминий	Длина волны, Å	Химически осажденное серебро	Напыленный алюминий
1863	—	70	3160	4,2	—
1886	22	—	3261	14,6	91
1936	—	87	3380	55,5	—
1990	—	87	3404	—	83
2000	25	—	3570	74,5	—
2144	—	84	3610	—	84
2196	—	86	3850	81,4	90
2265	—	86	4200	86,6	—
2313	—	91	4500	90,5	91
2510	34,1	—	5000	92,0	92
2573	—	89	5400	93	—
2749	—	90	5500	92,7	—
2880	21,2	—	5800	94,8	—
2981	—	90	6000	92,6	92
3050	9,1	—			

Таблица 2

Доля света $P(\%)$, отраженного от тонкой стеклянной полированной пластинки при разных углах падения и для различных коэффициентов преломления

Угол падения θ , град	P , %				
0	7,8	8,8	10,2	11,3	12,6
10	7,8	8,8	10,2	11,3	12,6
20	8,0	8,9	10,3	11,4	12,7
30	8,0	9,1	10,4	11,4	12,8
40	8,6	9,8	11,1	12,2	13,4
50	10,4	11,6	12,7	13,9	15,1
60	15,2	16,3	17,4	18,4	19,4
70	27,3	28,1	28,9	29,6	30,2
Показатель преломления	1,50	1,55	1,60	1,65	1,70

Таблица 3

Прозрачность плавленого кварца в ультрафиолетовой области спектра ^{61*)}

λ , мμк	Прозрачность, %	λ , мμк	Прозрачность, %
217	6,0	252	62,0
220	10,1	256	73,0
224	21,2	260	82,0
226	28,0	264	87,5
230	38,0	268	90,0
232	40,9	272	91,0
234	41,9	276	91,2
236	41,9	280	91,6
238	41,3	290	92,0
240	41,3	300	91,8
242	41,9	—	—
244	43,5	350	92,0
248	50,9	400	92,4

*) Прозрачность оптических стекол в ультрафиолетовой области см. в справочниках ^{62, 63}.

Таблица 4

Коэффициент преломления плавленого кварца в зависимости от длины волны света (плотность плавленого кварца $\rho = 2,21 \text{ г/см}^3$)

n λ , Å	1,4561 6708	1,4564 6563	1,4568 5893	1,4585 5461	1,4619 5086	1,4632 4861
n λ , Å	1,4636 4800	1,4697 4047	1,4869 3034	1,5339 2144	1,5743 1852	

Радиационная длина t_0 для различных веществ (см. 67)

Элемент или вещество	t_0 , г/см ²	Элемент или вещество	t_0 , г/см ²	Примечания
Водород	62,8	Серебро	9,0	$\frac{1}{t_0} = \sum_i \left(p_i / t_{0i} \right),$ где p_i — весовая доля, а t_{0i} — радиационная длина i -й компоненты
Гелий	93,1	Иод	8,5	
Литий	83,3	Ксенон	8,5	
Бериллий	66,0	Вольфрам	6,8	
Бор	53,6	Свинец	6,4	
Углерод	43,3	Воздух	37,1	
Азот	38,6	N—75,52%		
		O—23,14%		
		Ar—1,34%		
Кислород	34,6	Вода	36,4	
Фтор	33,4	Глина (каолин)	28,8	
Натрий	28,2	Кварц, SiO ₂	27,4	
Алюминий	24,3	Известняк, CaCO ₃	24,2	
Кремний	22,2	Каменная соль, NaCl	22,2	
Хлор	19,5	Ядерная эмульсия НИКФИ-Р	11,4	
Аргон	19,7	Пластический скintиллятор	44,4	
Калий	17,4	LiH	80,0	
Кальций	16,3			
Железо	13,9			
Медь	13,0			
Бром	11,5			
Этан C ₂ H ₆	46,1	Метилфторид, CH ₃ F	38,05	
Метан CH ₄	47,0	Закись азота, N ₂ O	37,05	
Пропан C ₃ H ₈	46,0	Окись азота, NO	36,4	
Этилен C ₂ H ₄	45,3	Окись углерода, CO	37,9	
Ацетилен C ₂ H ₂	44,4	Фреон-13, CClF ₃	27,5	
		Фреон-12, CCl ₂ F ₂	24,0	

Таблица 6

Взрывоопасные концентрации газов
в смеси с воздухом при локальном
нагреве до ~ 500—600°С

Газ	% в воздухе
Водород	4÷75
Аммиак	15,7÷27,4
Ацетилен	2,3÷82
Этилен	3÷33,5
Метан	5÷15
Этан	3÷14
Пропан	2,1÷95

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Д жел ли, Черепковское излучение и его применение, М., ИЛ, 1960.
2. Б. М. Болотовский, УФН 62(3), 201 (1957); 75 (2), 295 (1961).
3. Ю. А. Матуленко, И. А. Савин, В. С. Ставинский, Приб. и техн. эксп., № 3, 44 (1956).
4. L. Gilly, B. Leontic, A. Lundby, R. Meunier, J. Stroot, M. Szep-туска, PICIP *), стр. 87.

*) Здесь и в дальнейшем PICIP означает Proc. of Int. Conf. on Instrum. for High-Energy Physics, Berkley, 1960.

5. A. Ascoli, Balzanelly, R. Ascoli, *Nuovo Cimento* **10**, 1345 (1953).
6. A. Ascoli, Balzanelly, R. Ascoli, *Nuovo Cimento* **11**, 562 (1954).
7. Barclay, I. Jelley, *Nuovo Cimento* **2**, 27 (1955).
8. K. G. Dedrik, *Phys. Rev.* **87**, 891 (1952).
9. Б. Росси, К. Грейзен, Взаимодействие космических лучей с веществом, М., ИЛ, 1948.
10. Б. Росси, Частицы больших энергий, М., Гостехиздат, 1955.
11. М. В. Волькенштейн, Молекулярная оптика, М., Гостехиздат, 1951.
12. L. D. Landau, *Phys. USSR* **8**, 201 (1944).
13. D. Hill, D. Caldwell, D. Frisch, L. Osborn, D. Ritson, R. Schluter, *Rev. Sci. Instrum.* **32**, 11 (1961).
14. А. Н. Беляков, А. С. Вовенко, А. Д. Кириллов, Б. А. Кулаков, А. Л. Любимов, Ю. А. Матуленко, И. А. Савин, Приб. и техн. эксп., № 1, 32 (1961).
15. L. Koch, R. Lesueur, *J. phys. et radium* **19**, 103 (1958).
16. В. Гартман, Ф. Бернгард, Фотоэлектронные умножители, М., Гостехиздат, 1961.
17. R. Nobles, *Rev. Sci. Instrum.* **27**, 280 (1956).
18. I. Marshall, *Phys. Rev.* **86**, 685 (1952).
19. G. von Dardel, PICIP, стр. 166.
20. Г. Г. Слюсарев, Геометрическая оптика, М., Изд-во АН СССР, 1946.
21. Д. Д. Максutow, Астрономическая оптика, М., Гостехиздат, 1946.
22. Д. С. Волосов, М. В. Цивкин, Теория и расчет светооптических систем, М., Изд-во «Искусство», 1960.
23. Д. Кэй, Т. Лэби, Справочник физика-экспериментатора, М., ИЛ, 1949.
24. Intern. Critical Tables, vol. 7, McGraw-Hill, New York, 1950, стр. 6—11.
25. A. Tollestrup, W. Wentzel, *Phys. Rev.* **93**, 950 (1954).
26. B. Kinsey, W. Wentzel, CERN Symposium, Geneva, vol. 2, 1956, стр. 68.
27. S. Lindenbaum, L. C. L. Yuan, CERN Symposium, Geneva, vol. 2, 1956, стр. 68.
28. R. Hanson, D. Moor, *Nuovo Cimento* **4**, 1558 (1956).
29. M. Benvenuto, E. Agostino, C. Galtieri, B. Rispoli, A. Serra, *Nuovo Cimento* **12**, 156 (1959).
30. J. Atkinson, V. Perez-Mendez, *Rev. Sci. Instrum.* **30**, 864 (1959).
31. R. Swanson, G. Masek, *Rev. Sci. Instrum.* **32**, 212 (1961).
32. А. Бабаев, Л. Ландсберг, Приб. и техн. экспер., № 6 **40** (1960).
33. G. Hutchinson, *Prog. Nucl. Phys.* **8**, 195 (1960).
34. D. Baldwin, H. Burrowes, D. Caldwell, S. Hamilton, D. Hill, L. Osborn, D. Ritson, *IRE Trans. Nucl. Sci.*, No. 3—5, 117 (1958).
35. Deutsch, Intern. Conf. on High-Energy Acceler. and Instr., CERN, Geneva, 1959, стр. 593.
36. H. Burrowes, D. Coldwell, D. Frisch, D. Hill, D. Ritson, R. Schluter, M. Wahling, *Phys. Rev. Letts.* **2**, 119 (1959).
37. H. Burrowes, D. Coldwell, D. Frisch, D. Hill, D. Ritson, R. Schuller, *Phys. Rev. Letts.* **2**, 117 (1959).
38. R. Mermod, K. Winter, G. Weber, G. von Dardel, PICIP, стр. 172.
39. B. Cork, D. Keefe, W. Wentzel, PICIP, стр. 84.
40. R. Armenteros, C. Coombs, B. Cork, G. Lambertson, W. Wentzel, *Phys. Rev.* **119**, 2068 (1960).
41. V. Cook, B. Cork, Hoang, D. Keefe, Kerth, W. Wentzel, Zipf, *Phys. Rev.* **123**, 320 (1961).
42. М. Лихачев, А. Любимов, V. Stavinsky, Chzan Nai-Seu, PICIP, стр. 89.
43. А. Вовенко, Б. Кулаков, М. Л. Лихачев, А. Любимов, Ю. Матуленко, И. Савин, В. Ставинский, Прибор. и техн. экспер., № 2, 50 (1962).
44. Справочник по разделению газовых смесей, М., Госхимиздат, 1953.
45. Справочник по глубокому охлаждению, М., Гостехиздат, 1947.
46. М. Вукалович, И. Новиков, Уравнения состояния реальных газов, ГЭИ, 1948.
47. E. Gauss, *Rev. Sci. Instrum.* **32**, 164 (1960).
48. Б. Додж, Химическая термодинамика, М., ИЛ, 1950.
49. Теплофизические свойства вещества. Справочник. М., Госэнергоиздат, 1956.
50. Thermodynamic Function of Gases, Ed. by F. Din, London, 1961.

51. И. Бадылкес, Рабочие вещества холодильных машин, М., Пищепромиздат, 1952.
 52. M. Bhiday, R. Jennings, P. Kalmus, *Ros. Phys. Soc.* **72**, 973 (1958).
 53. А. Вовенко, Л. Голованов, Б. Кулаков, Ю. Матуленко, А. Любимов, И. Савин, Е. Смирнов, *ЖЭТФ* **42**, 715 (1962).
 54. А. Вовенко, Б. Кулаков, Ю. Матуленко, М. Лихачев, А. Любимов, И. Савин, Е. Смирнов, В. Ставицкий, Чжян Найсень, Сюй Юиньчан, препринт ОИЯИ, Д-724, 1961.
 55. S. Friberg, *J. Phys. Chem.* **1326**, 195 (1934).
 56. S. Friberg, *J. Phys. Chem.* **41**, 378 (1927).
 57. J. Koch, *Matem. Astr. och. Fys.* **8**, No. 20 (1912).
 58. J. Koch, *Matem. Astr. och. Fys.* **10**, No. 1 (1914).
 59. J. Koch, *Matem. Astr. och. Fys.* **18**, No. 3 (1924).
 60. J. Koch, *Matem. Astr. och. Fys.* **9**, No. 6 (1913).
 61. В. П. Прянишников, Кварцевое стекло, М., Промстройиздат, 1956.
 62. Каталог цветного стекла № 106, ., Оборонгиз, 1951.
 63. Дополнение к каталогу цветного стекла № 106, М., Оборонгиз, 1959.
 64. M. Likhachev, V. Stavinsky, *Nucl. Instr.* **20**, 261 (1963).
 65. S. I. Lindenbaum, W. A. Love, J. A. Niederer, S. Ozaki, I. Russell, L. S. L. Yuan, *Phys. Rev. Letts.* **7**(5), 185 (1961).
 66. M. Vivargent, G. von Dardel, R. Mermod, G. Weber, K. Winter, препринт, CERN.
 67. О. И. Довженко, А. А. Поманский, *ЖЭТФ* **45**, 268 (1963).
-