

539.1

В 74

МОСКОВСКИЙ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

**ВОПРОСЫ ТЕХНИКИ  
ЭКСПЕРИМЕНТА ФИЗИКИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

*Конспект лекций*

МОСКВА 1978

539.1  
В74

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО  
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

---

МОСКОВСКИЙ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

ВОПРОСЫ ТЕХНИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА  
ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Конспект лекций

Под редакцией д-ра физ.-мат. наук проф.

Б. А. ДОЛГОШЕИНА

Утверждено  
в качестве учебного пособия  
редсоветом института

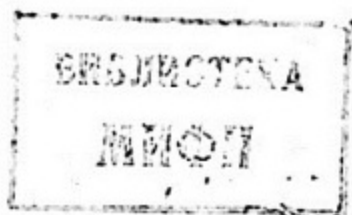
Библиотека  
МИФИ

МОСКВА 1978

УДК 539.1.07

Вопросы техники эксперимента физики высоких энергий. Под ред. д-ра физ.-мат.наук проф. Б. А. Долгошеина. Конспект лекций. Изд. МИФИ, 1978, 104 с.

Работа посвящена вопросам методики и техники физических экспериментов, проводимых при высоких энергиях. Рассматриваются различные типы детекторов и систем — пропорциональные и дрейфовые камеры, сцинтилляционные системы. Обсуждается применение ионизационных спектрометров полного поглощения для разделения адронов и электронов и определения их энергии. Анализируются возможности нового акустического метода регистрации адронных каскадов. Рассматриваются вопросы электронного обеспечения эксперимента.



## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	4
<u>Лекция 1. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий</u> . . . . .	5
Список литературы . . . . .	21
<u>Лекция 2. Многопластинчатые ионизационные спектро-</u> <u>метры</u> . . . . .	22
Введение . . . . .	22
1. Энергетическое разрешение . . . . .	23
2. Быстродействие ионизационных спектрометров... . . . .	36
3. Пространственное разрешение . . . . .	38
4. Разделение электронов и адронов . . . . .	40
Список литературы . . . . .	46
<u>Лекция 3. Прогресс в развитии координатных детекторов</u> . . . . .	47
Введение . . . . .	47
1. Пространственные флуктуации следа частицы. . . . .	48
2. Дрейф электронов . . . . .	50
3. Преобразование информации о следе частицы. . . . .	53
4. Дрейфовые камеры . . . . .	57
5. Пропорциональные камеры с индуцированным съемом информации . . . . .	61
Список литературы . . . . .	66
<u>Лекция 4. Идентификация частиц при помощи рентгенов-</u> <u>ского переходного излучения (РПИ)</u> . . . . .	68
Введение . . . . .	68
1. Принцип регистрации РПИ . . . . .	71
2. Описание установки . . . . .	73
3. Основные результаты . . . . .	74
Список литературы . . . . .	78
<u>Лекция 5. Сцинтилляционные время-пролетные коорди-</u> <u>нотно-чувствительные системы регистрации</u> <u>релятивистских частиц</u> . . . . .	79
Список литературы . . . . .	101

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем пособии представлены конспекты лекций, предназначенные для студентов старших курсов, стажеров и аспирантов МИФИ.

Для более глубокого понимания сущности явлений, изучаемых физикой частиц, необходимо проведение экспериментов с частицами все более высоких энергий, а также исследование процессов с чрезвычайно малыми сечениями. Успешное решение этих задач требует развития новых и совершенствования традиционных методов современного физического эксперимента. В сборнике изложены некоторые из таких методов.

Лекция "Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий" прочитана Б. А. Долгошеиным. Лекции "Многопластинчатые ионизационные спектрометры", "Прогресс в развитии координатных детекторов" и "Идентификация частиц при помощи рентгеновского переходного излучения" прочитаны В. К. Чернятиным, а лекция "Сцинтилляционные время-пролетные координатно-чувствительные системы регистрации релятивистских частиц" — В. А. Григорьевым.

---

## Л е к ц и я 1

### АКУСТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Настоящая лекция — итог ряда работ проф. Б. А. Долгошеина совместно с Г. А. Аскарьяном [2, 3, 4] и Г. А. Аскарьяном, А. Н. Калиновским и Н. В. Моховым [5].

В последнее время усиленно обсуждаются возможности детектирования нейтрино сверхвысоких энергий, образующихся при взаимодействии протонов космических лучей в атмосфере, а также в межзвездном и межгалактическом пространстве [1]. Малое сечение взаимодействия и малые потоки таких нейтрино приводят к необходимости применения детекторов очень больших объемов ( $\sim 10^9 \pm 10^{11}$  т). Одной из немногих возможностей для реализации таких объемов является использование океана для глубоководной регистрации черенковских световых вспышек от ливней, рожденных при взаимодействии  $\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \mu(\nu) + \text{адроны}$  (проект *DUMAND* [1]). Использование черенковского излучения адронных каскадов в больших объемах ( $\sim 10^9 \text{ м}^3$ ) морской воды ограничивается длиной поглощения света ( $\sim 15$  м).

Высокая стоимость фотоумножителей ( $\geq 10^5$  штук для детектора массой  $10^9$  т), а также необходимость работы на больших глубинах в океане ( $\sim 5$  км, давление  $\sim 500$  атм) затрудняет реализацию этого метода. В связи с этим регистрация нейтрино с энергией  $\geq 10^{16}$  эВ, возникающих в межзвездном и межгалактическом пространстве (программа *UNICORN* [1]), становится практически невыполнимой при использовании метода регистрации черенковского света. Однако существует другая возможность регистрации таких нейтрино. В [6] было рассмотрено ультра- и гиперзвуковое излучение от треков заряженных частиц, связанное с локальными нагревами и образованиями микрополостей в среде, и предложено использование этого излучения для регистрации частиц в плотных средах. В [7, 8] экспериментально исследовано это явление.

В настоящей лекции рассматривается возможность акустической регистрации ливней от нейтрино. Как будет показана

но далее, применение звуковой регистрации событий вместо детектирования с помощью регистрации черенковского света в морской воде может позволить значительно удешевить экспериментальную установку и увеличить ее объем, по крайней мере, в сто раз (длина поглощения звука в морской воде на частоте  $f \sim 20 \div 30$  кГц около 1000 м [9], в пресной - в десятки раз больше).

Оценим ультразвуковой импульс от адронного каскада, возникшего при взаимодействии нейтрино с энергией  $\geq 10^{16}$  эВ в воде; поперечные размеры каскада в воде (длина ядерного взаимодействия 80 см, радиационная длина 36 см) будут определяться при столь высоких энергиях поперечными размерами электромагнитных ливней от радиационных распадов адронов. Эффективные размеры каскада в воде, содержащего 50% полной энергии: поперечный радиус 2-3 м [10], длина 5-6 м [11].

Оценим сначала термоакустический механизм излучения звука, связанный с усредненным ионизирующим энерговыделением в объеме ливня  $V = \pi a^2 L$ . Измерение объема  $\Delta V = \alpha V \Delta T \approx \alpha_T \frac{\Delta Q}{c_p} \approx \beta \Delta Q$ , где  $\alpha_T$  - коэффициент теплового расширения;  $c_p$  - теплоемкость 1 см<sup>3</sup> среды;  $\Delta Q$  - полное энерговыделение.

Вводя расширение единицы длины ливня  $\Delta V_1 \approx \pi \Delta a^2 \approx \beta dQ/dx$ , получим (в предположении  $\lambda > a$ ), что амплитуда звуковой волны от каждого элемента объема будет  $d\rho \approx (\rho \dot{V}_1 / 2\pi R) \Big|_{t=R/c_z} dx$  или  $d\rho_\omega \approx \frac{\rho}{2\pi R} \ddot{V}_\omega dz e^{-k(R_0 - \sqrt{R^2 - z^2})/R_0}$ , причем для резкого увеличения и более плавного уменьшения объема

$$\ddot{V}_\omega = \frac{i\omega}{2\pi} \Delta V_1 \approx \frac{i\omega}{2\pi} \beta (dQ/dx),$$

тогда

$$P_\omega \approx \frac{\omega}{4\pi^2 R} \beta \rho (dQ/dx) \int_{-L/2}^{L/2} e^{ik(z^2/R - z \cos \theta)} dz.$$

Интегрируя по длине  $L$  ливня с учетом фаз в ближней волновой зоне (при  $L \ll R \ll L^2/t = R^*$ ) под оптимальным углом  $kL \cos \theta \ll 1$ , поскольку

$$\int_{-L/2}^{L/2} e^{ikz^2/R_0} dz = \int_{-L/2\sqrt{k/k_0}}^{L/2\sqrt{k/k_0}} e^{i\xi^2} d\xi \sqrt{\frac{R_0}{k}} \approx \sqrt{2\pi} \left\{ c \left( \frac{L}{2} \sqrt{\frac{k}{R_0}} \right) + i s \left( \frac{L}{2} \sqrt{\frac{k}{R_0}} \right) \right\} \sqrt{\frac{R_0}{k}}$$

$$\approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1+i) \sqrt{R_0/k} \quad \text{при } kL^2/R_0 \gg 1,$$

получим

$$P_\omega \approx \frac{\omega}{4\pi^2} \frac{\beta \rho}{\sqrt{R_0 k}} \frac{Q}{L} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1+i),$$

т.е. спад амплитуды поля квазицилиндрический.

В этом случае эффективная амплитуда поля

$$P_{эф} \approx |P_\omega| \omega \approx \frac{\omega^2}{4\pi^{3/2}} \rho \beta \frac{Q}{L} \frac{1}{\sqrt{R_0 k}} = \frac{\omega^2}{4\pi^{3/2}} \rho \beta Q \sqrt{\frac{1}{R_0 R^*}}$$

Оценим величину  $P_{эф}$  для морской воды. Например<sup>\*)</sup>, при  $\alpha = 10^{-4}$  град<sup>-1</sup> (морская вода при 4°C);  $c \approx 4 \cdot 10^7$  эрг/г·град;  $\lambda = 1$  см;  $\omega \sim c_s/\lambda \approx 1,5 \cdot 10^5$  рад/с;  $f = 25$  кГц;  $Q_0 \approx 10^{16}$  эВ;  $R_0^* \approx L^2/\lambda \approx 2,5$  км получим  $P_{эф} \approx 0,1 \frac{Q}{Q_0} \times \frac{1}{\sqrt{R_0}}$  дин/см<sup>2</sup>. При  $Q = Q_0$  и  $R_0 = 10^4$  см  $P_{эф} \approx 10^{-3}$  дин/см<sup>2</sup>.

В дальней волновой зоне для  $R \gg R^*$   $P_\omega \approx \frac{\omega}{4\pi^2 R} \frac{\alpha}{c} Q \frac{\sin x}{x}$ , где  $x = kL \cos \theta$ . Под оптимальным углом  $x \ll 1$   $P_\omega \approx \frac{\omega}{4\pi^2 R} \frac{\alpha}{c} Q$ .

Эти оценки приведены для частот, длина волны которых соизмерима и больше эффективного радиуса каскада. Однако вследствие очень сильного радиального градиента плотности энергии в каскаде [11] звуковой сигнал должен быть насыщен большими частотами ( $> 10^5$  Гц). Кроме этого, приведенные оценки следует считать нижним пределом ожидаемого сигнала. Дей-

<sup>\*)</sup> Специфика ионизационного воздействия большой плотности (ионизация, диссоциация молекул воды, радиолиз, выделение растворенного газа) может значительно увеличить значение  $\alpha$  и  $\beta$  по сравнению с используемым.

ствительно, существует много других механизмов, приводящих к генерации звука. Например, существенными являются локальные нагревы, микровзрывы и образования микрополостей [6] в областях сильноионизирующих частиц  $\delta$ -электронов, ядерных частиц - протонов,  $\alpha$ -частиц, фрагментов из "звезд", сопровождаемых ядерные взаимодействия (на каждый ГэВ энергии в ядерном каскаде образуется около одной "звезды" [12]), причем энергия, затраченная на образование сильноионизирующих частиц, составляет примерно 10% от полной энергии.

При образовании локальных нагревов и полостей расширения микрообъемов в жидкости амплитуда звука [13]

$$p_{i\omega} \sim \frac{\rho}{4\pi R} \ddot{V}_{i\omega} e^{ik(R_0 - \vec{r}_i \vec{n} + r_i^2/R)}$$

где  $\ddot{V}_{i\omega} \approx \frac{i\omega}{2\pi} \Delta V_i$  для  $\omega\tau > 1$ , а  $\tau$  - время "жизни" нагрева или разрыва;  $\Delta V_i$  - максимальный объем и  $\ddot{V}_{i\omega} \approx -\frac{\omega^2}{2\pi} \Delta V_i \tau$  для  $\omega\tau < 1$ .

Величина и динамика развития полостей сильно зависят от концентрации энерговыделения на следах частиц и от количества растворенного газа [14]. Оценки показывают, что при атмосферном давлении в воде суммарный эффект от полостей, возникающих в адронном каскаде на локальных участках с большой плотностью ионизации, может значительно превышать терморасширение, т.е.

$$\sum n_i \Delta V_i \gg \lambda V \Delta T_{cp}$$

и акустический сигнал от каскада с энергией  $10^{16}$  эВ может достигать величины  $p_{эф} \approx (0,1 - 1)$  дин/см<sup>2</sup>. Однако при больших гидростатических давлениях ( $\sim 500$  атм) акустический сигнал за счет макрополостей значительно уменьшается. Корректная оценка сигнала здесь затруднена из-за недостаточной информации о составе и количестве растворенных газов и о других параметрах морской воды на больших глубинах.

Отметим главные особенности акустического излучения от ливня, которые практически не зависят от механизма образования звука:

а) излучение существенно когерентно ( $p_{эф} \sim Q$ ) и в ближней волновой зоне ( $R_0 \ll R^*$ ) эффективно существует в интервале углов ( $\pi/2 \pm \lambda/L$ ) по отношению к оси ливня, и в области частот  $f \sim \frac{c_s}{\lambda_{кр}} = f_{кр} = 25$  кГц. В области более высоких

частот возможна частичная компенсация "завала" когерентности за счет роста интенсивности звука при увеличении частоты ( $\sim f^2$ ). (В пресной воде глубоководного озера типа Байкал поглощение звука даже больших частот очень мало.);

б) в ближней волновой зоне излучение квазицилиндрично ( $P_{эф} \sim \frac{1}{\sqrt{R_0}}$ ) и существует в объеме тонкого диска толщиной  $L$  и диаметром  $D$  порядка длины поглощения звука в морской воде ( $\sim 1$  км на частоте  $\sim 25$  кГц). Плоскость диска перпендикулярна оси каскада. Это позволяет определить ось ливня с точностью  $\approx 0,1^\circ$ ;

в) длительность импульса звука  $\sim \frac{a}{c_s} = 10^{-5}$  с. Характерный вид акустического сигнала очень важен при выделении сигнала от ядерного каскада на фоне шумов, возникающих в основном по следующим причинам [5]:

- от шума поверхности океана (ветер, волны, суда и пр.). Средний уровень этих шумов сильно зависит от состояния поверхности и составляет на частоте  $\sim 25$  кГц  $\rho_{шум} \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$  дин/см<sup>2</sup>. Учитывая только по глубине поглощение звука, получим на глубине 5 км  $\rho_{шум}(5 \text{ км}) = (10^{-4} \div 10^{-3})$  дин/см<sup>2</sup> (уровень шумов подо льдом  $\sim 10^{-5}$  дин/см<sup>2</sup>);

- от биологического шума, изученного только на небольших глубинах. Его величина сравнима с величиной шума на поверхности;

- от теплового шума гидрофонов, составляющего на частоте 25 кГц величину  $\rho_{тепл} \approx 10^{-3}$  дин/см<sup>2</sup>.

Таким образом, для регистрации нейтрино с энергией  $\geq 10^{16}$  эВ предлагается создать в океане установку, содержащую  $10^5$  гидрофонов, расположенных в виде пространственной решетки с шагом  $\sim 100$  м. При таких размерах, как  $10 \times 1$  км (глубина) и  $10^{11}$  т (масса), установка будет регистрировать  $\sim 10^3$  взаимодействий космических нейтрино с энергией  $\geq 10^{16}$  эВ в год. При регистрации одного события в установке будет срабатывать в среднем  $\sim 50$  гидрофонов. Пространственно-временные корреляции в срабатывании гидрофонов, связанные с характерным видом акустического сигнала, найдутся на уровне шумов. В дополнение к этому наружные слои детекторов могут служить детектором антисовпадений, т.е. являться защитой от внешних сигналов.

Важно также отметить, что характерность акустического сигнала позволит определять направление нейтрино с точностью

$\sim 0,1^\circ$  ("нейтринный телескоп"). Из-за неопределенности в оценке акустического сигнала ( $\geq 10^{-3}$  дин/см<sup>2</sup> для  $10^{16}$  эВ на расстоянии  $\sim 100$  м) необходима детальная экспериментальная проверка эффекта с помощью имитации геометрии и энерговыделения каскада пучком протонов высоких энергий в большом объеме морской воды (с вариацией температуры, степени солености, давления, газонасыщения и других параметров).

Теперь подытожим предыдущие результаты и приведем результаты расчетов акустических сигналов от адронных каскадов. В работе [6] было рассмотрено акустическое излучение от заряженных частиц в жидкости и предложено использовать его для регистрации частиц. В работах [2,3] была показана возможность акустической регистрации ливней от нейтрино высоких энергий ( $E > 10^{13}$  эВ) в воде (см. также [4]). Оценки ультразвукового импульса, возникающего за счет термоакустического механизма, были проведены в предположении, что энерговыделение в ливне распределено равномерно по объему  $V = \pi a^2 L$ .

Амплитуда звуковой волны в точке детектирования  $R_0$  ( $L \ll R_0 \ll L^2/\lambda = R^*$  - ближняя волновая зона) под оптимальным углом  $L \cos \theta \ll \lambda$  есть

$$|P_\omega| = \frac{\omega}{4\pi^{3/2}} \cdot \frac{\lambda}{c_p} E \sqrt{\frac{\lambda}{R_0 R}}, \quad (1.1)$$

где  $\lambda$ ,  $c_p$  - коэффициент теплового расширения и теплоемкость воды соответственно;  $\omega = c_s/\lambda$ ;  $c_s$  - скорость звука в воде;  $E$  - энергия ливня, выделившаяся в объеме  $V$ ;  $\theta$  - угол, отсчитываемый от оси ливня. В дальней волновой зоне ( $R_0 \gg R^*$ )

$$|P_\omega| = \frac{\omega}{4\pi^2 R_0} \cdot \frac{\lambda}{c_p} E \frac{\sin \pi x}{x}, \quad \text{где } x = L \cos \theta / \lambda.$$

Было показано, что акустическое излучение имеет следующие особенности:

1) излучение существенно когерентно ( $P_{эф} \sim |P_\omega| \omega \sim E$ ) в ближней волновой зоне в области частот  $f \lesssim c_s/\lambda_{кр} = f_{кр}$  ( $\lambda_{кр} \sim 2a$  - диаметр области энерговыделения ливня). При  $a = 2-3$  см  $f_{кр} = 25$  кГц;

2) в ближней волновой зоне излучение квазицилиндрично ( $P_{эф} \sim 1/\sqrt{R}$ ) и существует в области тонкого диска толщиной  $L$  и диаметром  $D$  порядка длины поглощения звука в во-

де ( $\sim 1$  км на частоте  $\sim 25$  кГц в морской воде), причем плоскость диска перпендикулярна оси ливня;

3) длительность импульса звука составляет  $t \sim a/c_s \sim 10^{-5}$  с.

Первоначально возможность акустической регистрации адронных ливней, вызываемых нейтрино, рассматривалась с точки зрения регистрации нейтрино с энергией  $10^{15} \div 10^{16}$  эВ на больших глубинах в океане [2,3] в установке объемом  $\sim 10^{11}$  м<sup>3</sup>. При этом величина амплитуды давления  $P_{эф}$  =  $10^{-3}$  дин/см<sup>2</sup> на расстоянии 100 м от оси ливня (при соотношении сигнал-шум в океане порядка единицы) ограничивала возможность регистрации в области энергий  $\leq 10^{16}$  эВ. В работе [2] отмечалось, что эта величина сигнала есть нижний предел амплитуды давления, так как рассмотрение других механизмов генерации звука в воде (микробузыри, кавитация и т.д.) может в принципе увеличить величину сигнала (особенно при малых гидростатических давлениях). Действительно, как показали более поздние эксперименты [5] на пучке протонов, сигнал, по-видимому, превышает расчеты по термоакустическому механизму, что делает разумным рассмотрение акустического метода и для регистрации нейтрино ускорительных энергий, начиная с  $\sim 10^{12}$  эВ, используя дешевые детекторы объемом  $\sim 10^4$  т.

Как отмечалось [2,3], по сравнению с однородной цилиндрической акустической антенной звуковой сигнал от реального ливня может быть насыщен большими частотами ( $f \sim \sim 100$  кГц) вследствие сильного радиального градиента плотности энерговыделения в адронном каскаде. Неравномерное распределение энергии по длине ливня может также привести к тому, что эффективная область существования акустического сигнала будет отличаться от тонкого диска и иметь более сложную форму.

Ниже рассчитывается ультразвуковое излучение, возникающее за счет термоакустического механизма, от реальных ливней с энергиями  $4 \cdot 10^{11}$  и  $10^{16}$  эВ. Отметим, что основные характеристики акустического излучения, кроме амплитуды сигнала, могут слабо зависеть от механизма генерации звука, причем специфику ионизирующего воздействия можно учесть, введя  $\alpha_{эф}$ .

Расчет энерговыделения в процессе развития каскада. Адронные каскады, возникающие в воде, рассчитывались методом Монте-Карло. Учитывались упругие и неупругие взаимодействия адронов с ядрами водорода, неупругие взаимодействия с

ядрами кислорода, распады  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$  ( $\bar{\nu}_{\mu}$ ), потери энергии заряженных адронов на ионизацию и возбуждение атомов, тормозное излучение и образование пар. При моделировании неупругих ядерных взаимодействий использовался инклюзивный подход [16]. Спектры рождающихся протонов, нейтронов и пионов описывались феноменологическими формулами [17].

При расчете трехмерного распределения плотности энерговыделения учитывались вклады потерь адронов на электромагнитные взаимодействия электрон-фотонных ливней, определяющих механизм энерговыделения при рассматриваемых энергиях, и приближенно вклады от реакций нейтронов с  $E < 10$  МэВ от ядер отдачи и ядерных расщеплений.

На рис. 1.1 представлены вычисленные распределения плотности энерговыделения по радиусу для различных глубин развития ливня. На рис. 1.2 показаны распределения, проинтегрированные по радиусу.

Расчет акустического сигнала от реального ливня в воде. Амплитуда звуковой волны в точке детектирования  $\vec{r}$  дается выражением:

$$p_{\omega} = \frac{i\omega}{4\pi} \frac{\alpha}{c_p} \int \frac{\chi(\omega)}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \exp\left(i \frac{\omega}{c_s} |\vec{r}-\vec{r}'|\right) q(\vec{r}') dV. \quad (1.2)$$

Здесь  $p_{\omega}$  — частотная компонента давления, функция  $\chi(\omega)$  учитывает поглощение звука. В морской воде [9]:

$$\chi(\omega) = \exp(-0,115\alpha|\vec{r}-\vec{r}'|); \quad \alpha = 0,036 (\omega/2\pi)^{3/2} \text{ дБ/км.}$$

Расчеты акустического сигнала производились методом численного интегрирования при условии, что  $R \gg \lambda_p$  ( $\lambda_p$  — эффективный поперечный размер ливня (см. рис. 1.1);  $R$  — расстояние от оси ливня до точки детектирования. В расчетах использовались следующие параметры:  $\alpha = 10^{-4}$  град $^{-1}$  (морская вода при 4°C);  $c_p = 4 \cdot 10^7$  эрг/г · град.

На рис. 1.3 приведены результаты расчета частотного спектра акустического излучения. Из представленного видно, что с увеличением энергии каскада вклад высокочастотной части излучения возрастает. Это связано с уменьшением эффективного поперечного размера ливня. На рис. 1.4 представлена зависимость частотных компонент акустического сигнала от расстояния до точки детектирования в области максимума ливня.

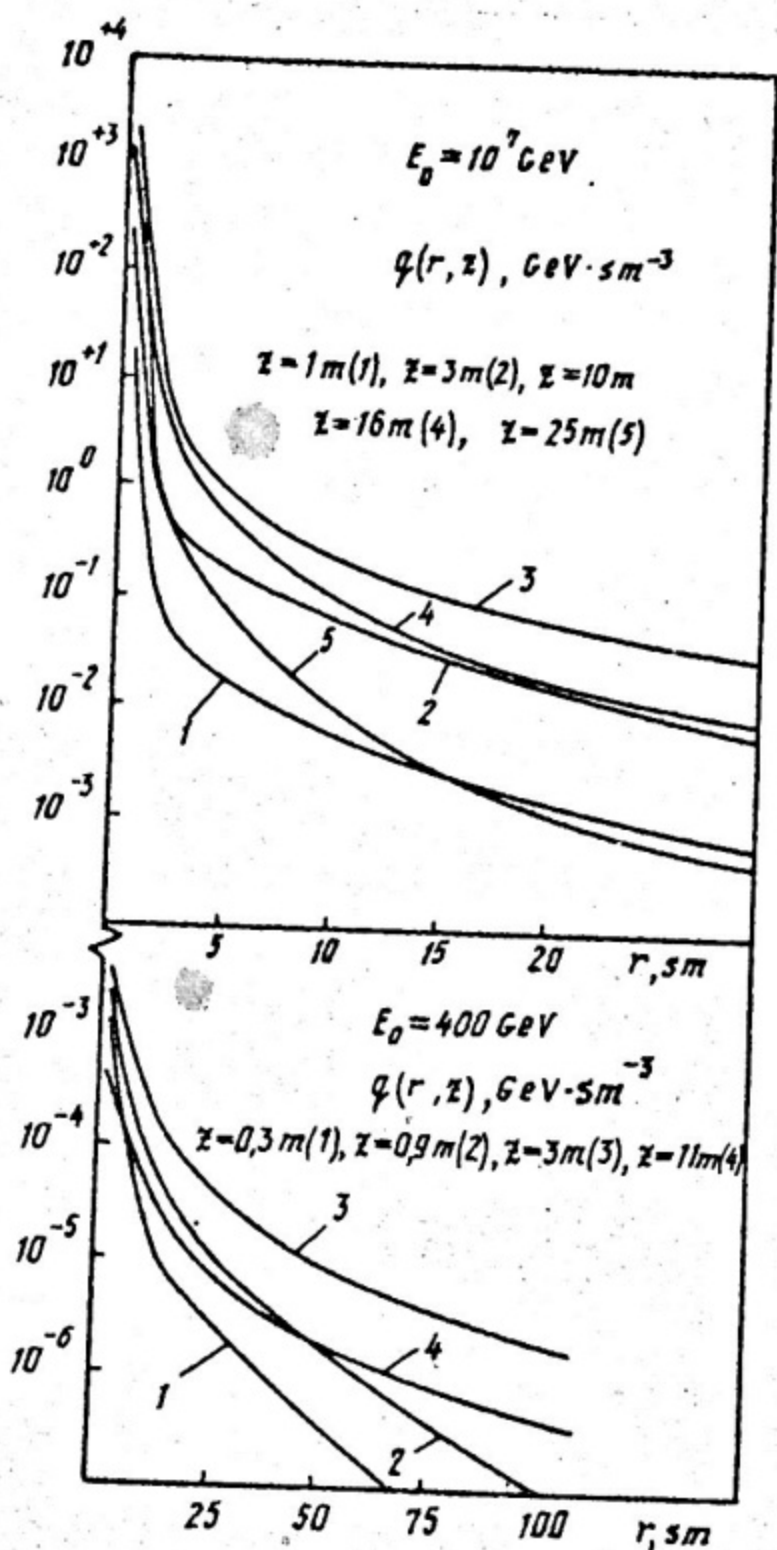


Рис. 1.1. Распределение плотности энерговыделения в ливне по радиусу для различных глубин развития ливня

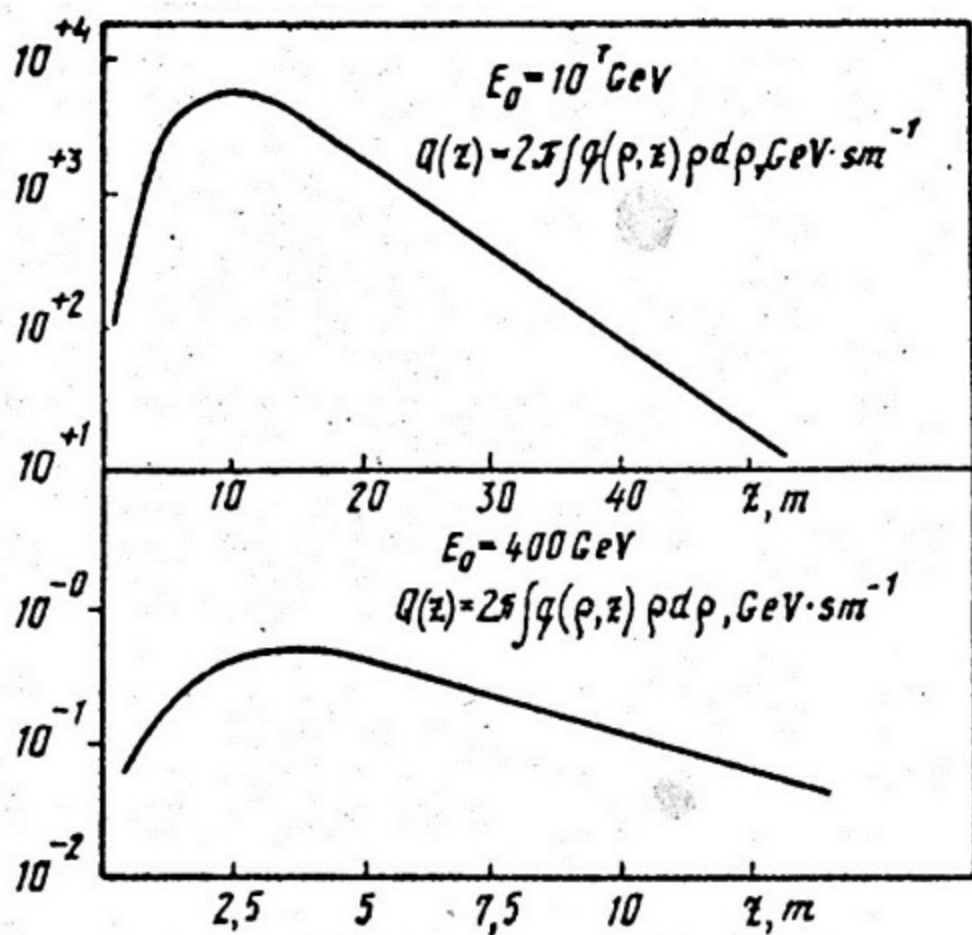


Рис. 1.2. Зависимость энерговыведения в ливне от глубины его развития

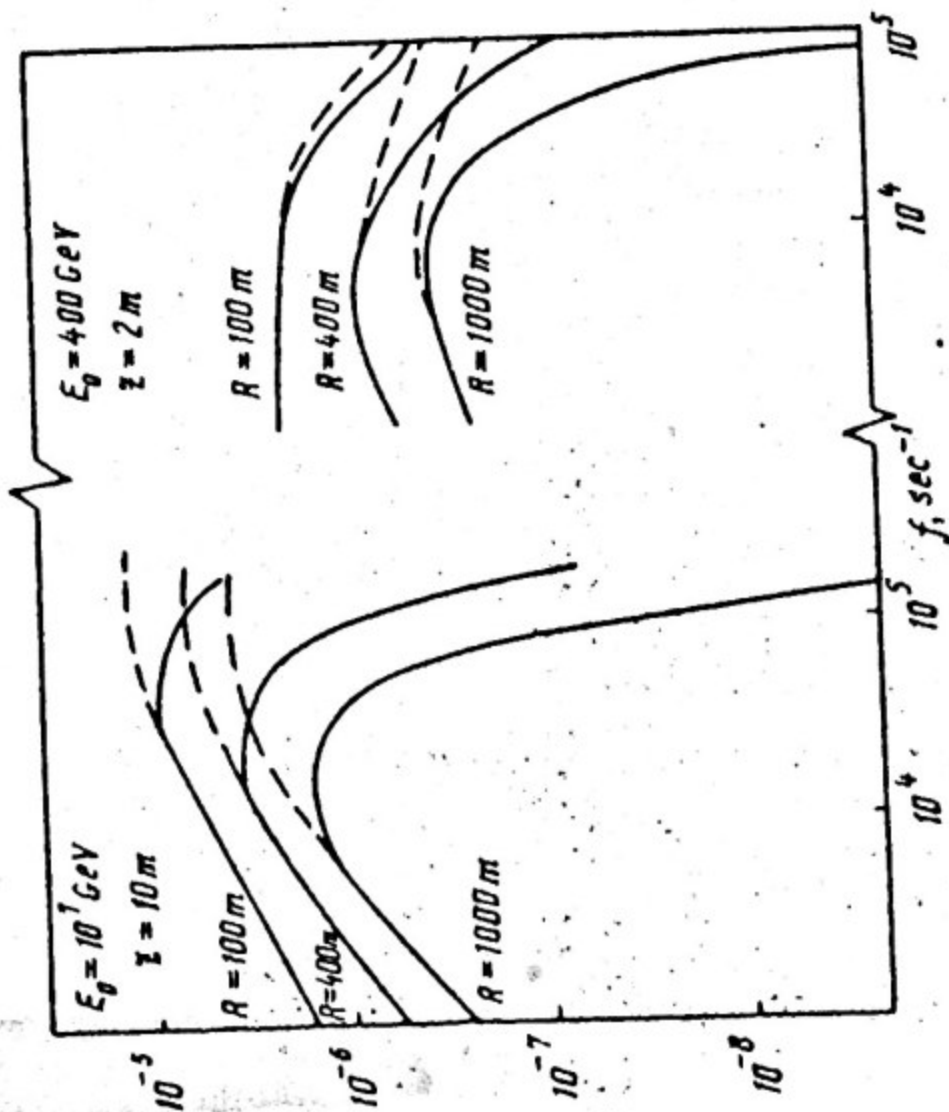


Рис. 1.3. Частотный спектр акустического сигнала с учетом поглощения звука в морской воде (сплошные кривые) и без учета (пунктирные кривые)

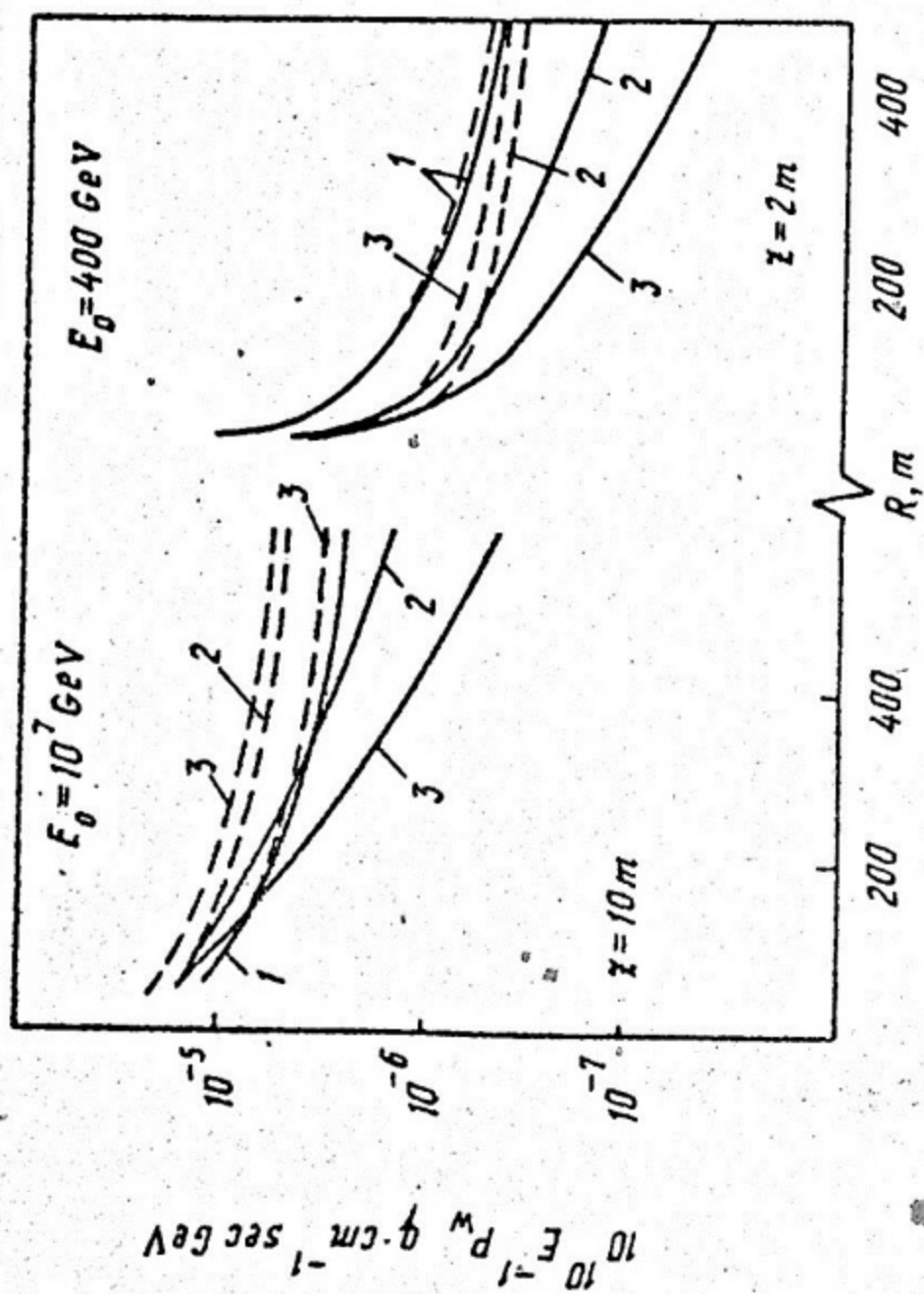


Рис. 1.4. Зависимость частотных компонент акустического сигнала от расстояния до точки детектирования  $R$  для  $f = 20$  (1), 60 (2) и 100 кГц (3) с учетом поглощения звука в морской воде (сплошные кривые) и без учета (пунктирные кривые)

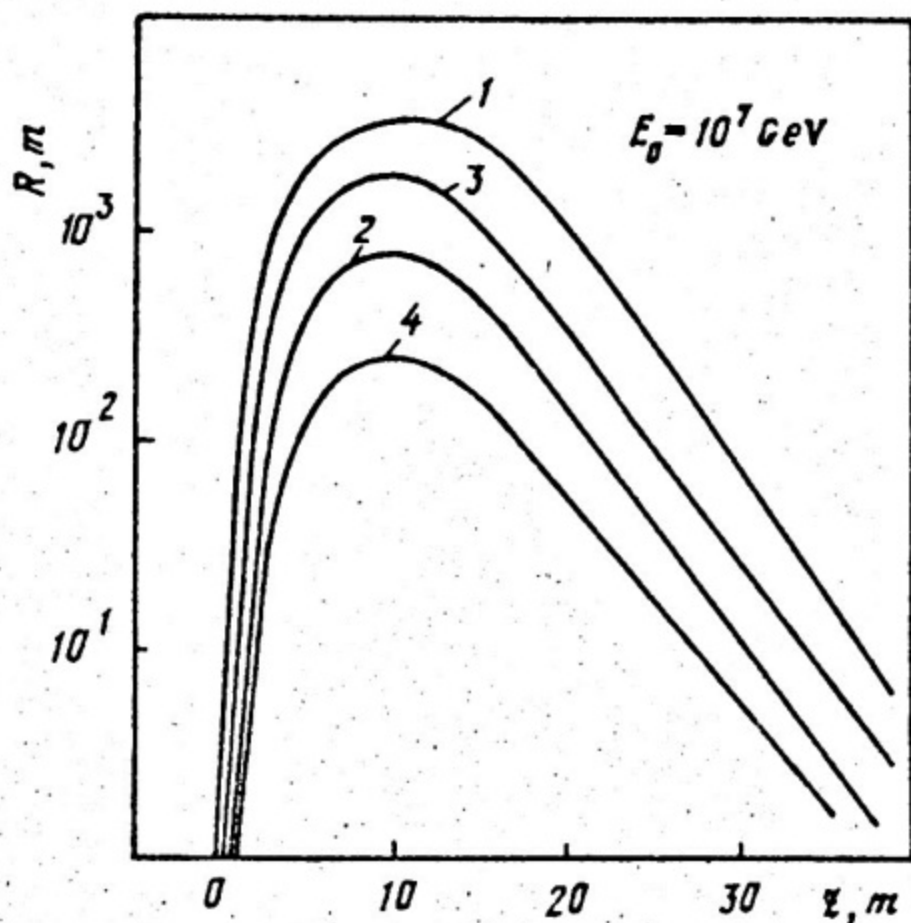


Рис. 1.5. Изобары — линии одинаковой амплитуды давления  $p$  акустического излучения (без учета поглощения звука): 1 —  $p = 2,2 \cdot 10^{-5}$  дин/см<sup>2</sup> и  $f = 20$  кГц; 2 —  $p = 6 \cdot 10^{-5}$ ,  $f = 20$ ; 3 —  $p = 6 \cdot 10^{-4}$ ,  $f = 200$ ; 4 —  $p = 1,7 \cdot 10^{-3}$ ,  $f = 200$ .

Пространственное распределение акустического излучения в виде изобар—линий одинаковой амплитуды сигнала давления  $p_{эф} \approx \omega |p_\omega|$  показано на рис. 1.5.

Для определения формы акустического сигнала во времени воспользуемся образным преобразованием Фурье:

$$p(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (1.3)$$

На рис. 1.6 и 1.7 показаны результаты численных расчетов величины  $p(t)$ . Сигнал давления представляет собой следующие друг за другом сигналы сжатия и разряжения, каждый с эффективной длительностью несколько микросекунд. Как видно из рисунков, учет поглощения звука в воде приводит к прогрессирующему увеличению длительности сигнала давления с ростом расстояния за счет большего задерживания звука на высоких частотах.

Приведенные результаты показывают, что основные характеристики сигнала от реального адронного каскада близки к соответствующим характеристикам цилиндрической акустической антенны. Из дополнительных особенностей акустического излучения ливня отметим следующие:

1) спектральные характеристики сигнала давления сильно обогащены высокими частотами ( $f \approx 25$  кГц);

2) пространственное распределение излучения имеет характерную форму, повторяющую форму распределения энергосодержания каскада по глубине. Это позволяет определить направление развития ливня (см. рис. 1.5), что важно в экспериментах с нейтрино высоких энергий глубоко в океане.

Таким образом, характерная временная структура сигнала и частотно-пространственное распределение полностью описывают пространственно-энергетические характеристики ливня, фактически воссоздавая его акустическое изображение. Эти характеристики существенны для выделения акустических сигналов от адронных каскадов над уровнем шумов при использовании системы гидрофонов, регулярно или хаотически расположенных в объеме детектора [2, 3]. Амплитуда сигнала, пропорциональная энергии адронного ливня, зависит от механизма генерации звука (термоакустический, микропузыри и т.п.), т.е. от физико-химических свойств воды (температуры, солености, газонасыщения и др.). По-видимому, наиболее целесообразно калибровку амплитуда-энергия проводить экспериментально. В настоящее время подобный эксперимент планируется [18].

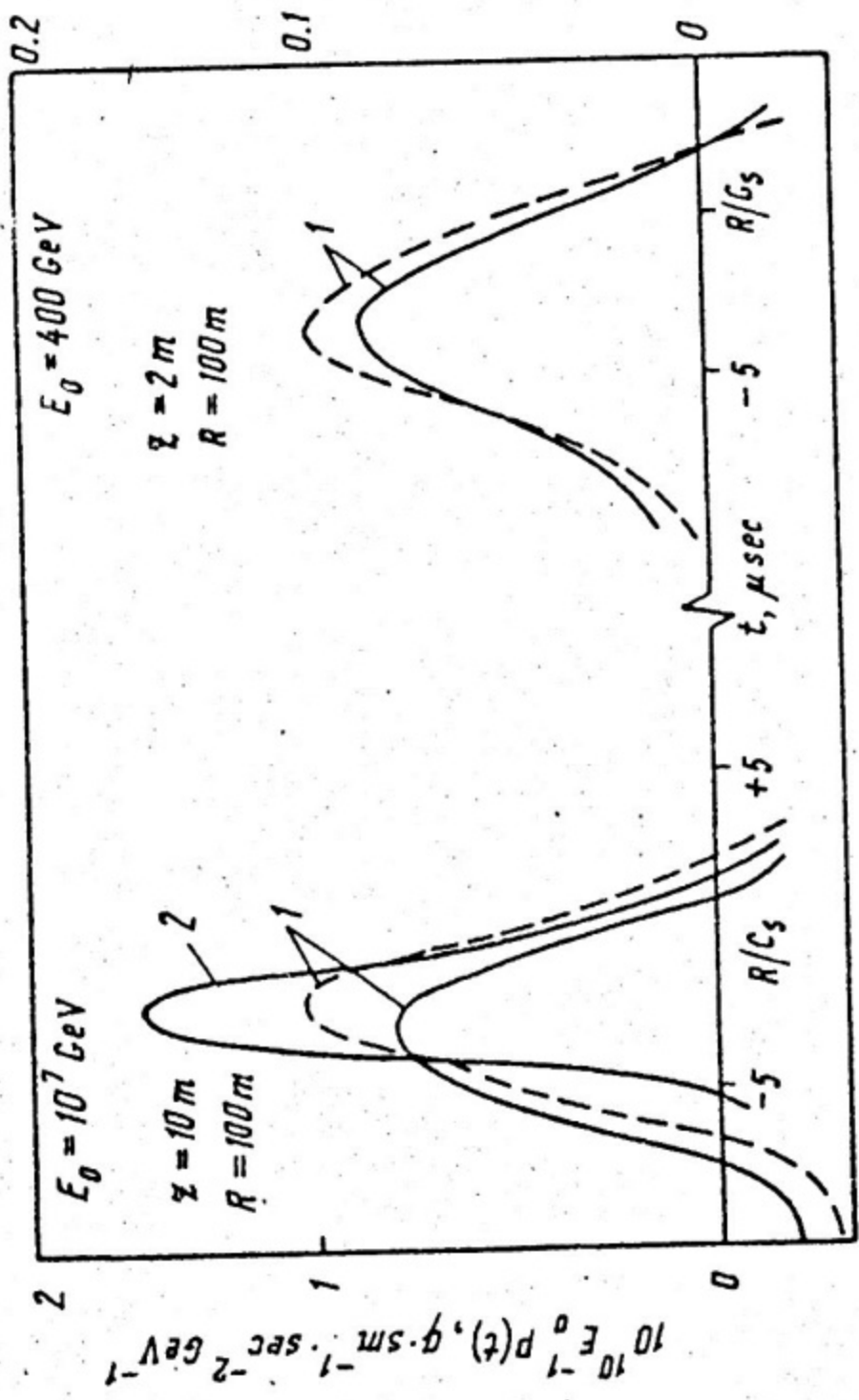


Рис. 1.6. Форма сигнала давления в области сжатия на расстоянии  $R = 100 \text{ м}$  для интервалов частот  $10 \leq f \leq 100 \text{ кГц}$  (1) и  $10 \leq f \leq 200 \text{ кГц}$  (2) с учетом поглощения звука в воде (сплошные кривые) и без учета (пунктирные кривые)

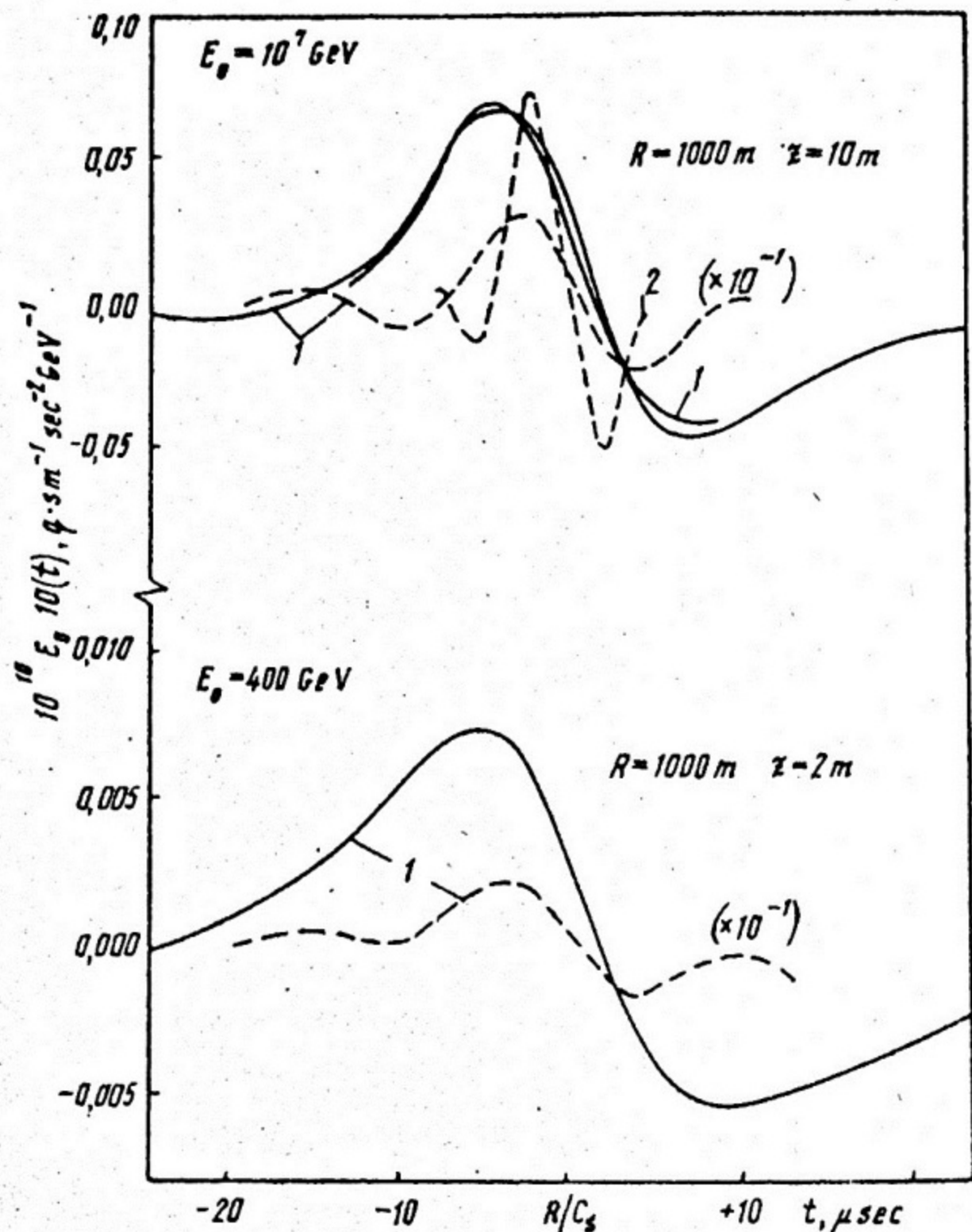


Рис. 1.7. Форма сигнала давления на расстоянии  $R = 1000 \text{ м}$  для интервалов частот  $10 \leq f \leq 100 \text{ кГц}$  (1) и  $10 \leq f \leq 200 \text{ кГц}$  (2) с учетом поглощения звука в морской воде (сплошные кривые) и без учета (пунктирные кривые)

### Список литературы

1. Boold H. et al. "DUMAND: The ocean as a neutrino detector", preprint PERKILAB-PUB-76/5I-EXP, 1976. "Proceedings of the 1975 summer workshop on neutrino interaction in the ocean depths and on oceanographic physics and marine engineering", ed. Kottrax P., 1976.
2. Аскарьян Г.А., Долгошеин Б.А. Препринт ФИАН, 160, 1976.
3. Аскарьян Г.А., Долгошеин Б.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.25, 5, 232.
4. Proc. of the 1976 DUMAND Summer Workshop, Hawaii, 1976, p.517.
5. Аскарьян Г.А., Долгошеин Б.А., Калиновский А.Н., Мохов Н.В. Труды Международной конференции "Нейтрино-77", Приэльбрусье, 1977.
6. Аскарьян Г.А. "Атомная энергия", 1957, т.3, с.152.
7. Beron B.L. et al. IEEE Trans. on Nucl. Science, 1970, v.17, p.65.
8. Volovik V.D., Попов Т.Ф. Letters to J.T.F., 1975, v.1, p.601
9. Свердлин Г.Н. Прикладная гидроакустика. Л., "Судостроение", 1976.
10. Kamata K., Nishimura J. Progr. Theor. Phys. Suppl., 1958, v.6, p.93.
11. Jones V. "Nuclear-Electromagnetic Cascades in Salt Water", in Proceedings of the 1975 DUMAND summer workshop, 1976.
12. Van Ginneken A. et al. Preprint FNAL 29/514, 1974.
13. Landau L., Lifshitz E. "Mechanics of continuous media, Nauka, 1968.
14. Sette D., Wanderlingh P. Journ. of Acoustical Soc. of America, 1967, v.41, p.1074.
15. "Acoustic and Vibration Progress" ed. by Stephens E.W.B. and Leventall M.G., New York, 1973, v.1.
16. Кучинин С.Л., Мохов Н.В., Расцветалов Я.Н. Препринт ИФВЭ, 75-74, Серпухов, 1975.
17. Мохов Н.В., Никитин Ю.П. В сб. "Проблемы физики ядра и космических лучей", вып.5, Харьков 1977.
18. Bowen T. et al. Preprint FNAL, E-528, 1977.

## Л е к ц и я 2

# МНОГОПЛАСТИНЧАТЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ

## В В Е Д Е Н И Е

В экспериментах с частицами высоких энергий часто используются спектрометры полного поглощения. С увеличением доступной энергии подобные спектрометры будут играть еще более важную роль. Это связано прежде всего с тем, что самый распространенный способ измерения импульса частиц — магнитный анализ — с увеличением энергии частиц становится трудно осуществимым из-за линейного увеличения размеров магнитных спектрометров. Размеры спектрометров полного поглощения растут с увеличением энергии лишь логарифмически, и их энергетическое разрешение при этом улучшается. Важным свойством подобных спектрометров является также их способность хорошо регистрировать как заряженные, так и нейтральные частицы.

Недавно этот класс приборов пополнился новым типом спектрометров — многопластинчатыми ионизационными спектрометрами полного поглощения [1-4]. Подобные спектрометры, обладая рядом положительных качеств, становятся более популярными. Это, прежде всего, за счет хорошего энергетического разрешения, особенно для частиц, образующих электромагнитные ливни, простоты и надежности калибровки, большого динамического диапазона измеряемой энергии, конструктивной гибкости, позволяющей использовать эти приборы в экспериментах как на традиционных ускорителях, так и на встречных пучках.

Многопластинчатые ионизационные спектрометры представляют собой многослойную ионизационную камеру с электродами в виде металлических пластин, в которых собственно и развиваются электромагнитные или ядерные каскады. Пространство между пластинами заполнено детектирующей средой,

в которой ливневые частицы, вышедшие из пластин, создают ионизацию. В результате выделившийся заряд, пропорциональный этой ионизации, собирается на анодные пластины.

При регистрации адронов в качестве материала для пластин обычно используют железо или уран. В спектрометрах, предназначенных для регистрации электронов и  $\gamma$ -квантов, пластины, как правило, изготавливают из свинца или вольфрама. Детектирующей средой служит в большинстве случаев жидкий аргон, также возможно использование газа под давлением. При этом не только упрощается конструкция и эксплуатация спектрометров, но и в значительной степени увеличивается их быстродействие.

Конструктивно в подобных спектрометрах достаточно легко осуществить вывод трехмерной информации практически без "мертвых" зон в чувствительном объеме. Разбиение на секции может быть произведено так мелко, как это необходимо для пространственного разрешения. Внешняя форма спектрометра может быть сконструирована в наиболее удобном для конкретного эксперимента виде, чувствительность его в высокой степени однородна по всему объему, что позволяет изготавливать спектрометры с большой апертурой, не внося дополнительной погрешности, связанной с местом образования ливня.

Рассмотрим наиболее важные свойства многопластинчатых ионизационных спектрометров и факторы, влияющие на эти свойства.

### 1. Энергетическое разрешение

Механизмы развития электромагнитных и ядерных каскадов в плотном веществе имеют существенно разный характер, что приводит к различному отклику спектрометра на адроны и электроны (или  $\gamma$ -кванты). Энергия электромагнитного каскада в конечном счете распределяется между большим числом низкоэнергичных электронов, которые, в свою очередь, преобразуют ее в ионизацию.

Качественная схема развития ядерного каскада такова. Первичный адрон приблизительно через одну ядерную длину взаимодействует с веществом спектрометра. В результате образуется несколько заряженных и нейтральных  $\pi$ -мезонов, некоторое число быстрых нуклонов с энергией сотни МэВ и

продукты развала ядра, т.е. нейтроны с энергией несколько МэВ и сильноионизирующие медленные  $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ -частицы.  $J^0$ -мезоны быстро развивают электромагнитный каскад; релятивистские адроны приблизительно через одну ядерную длину снова взаимодействуют с веществом и таким образом развивают ядерный каскад.

Сильноионизирующие частицы имеют очень короткие пробеги и в большинстве случаев остаются внутри поглотителя. Нейтроны, напротив, взаимодействуют с веществом слабо и в реальных спектрометрах имеют возможность выйти из чувствительного объема.

В ядерном каскаде часть энергии первоначального адрона не преобразуется в ионизацию и, таким образом, является как бы невидимой для спектрометра. Это энергия, уносимая нейтрино и релятивистскими мюонами, нейтронами, вышедшими из чувствительного объема, а также энергия, расходуемая на преодоление энергии связи нуклонов в ядре. Кроме того, сильноионизирующие частицы в большинстве детекторов неэффективно преобразуют свою энергию в ионизацию. В частности, в жидком аргоне это происходит из-за сильной рекомбинации на следе, в результате чего лишь 10–20% их энергии преобразуется в ионизацию. Таким образом, большая часть энергии сильноионизирующих частиц также является как бы невидимой для спектрометра.

Долю нерегистрируемой энергии можно измерить, сравнивая функции отклика спектрометра на электроны и адроны при одинаковой их доступной энергии. Под доступной энергией будем иметь в виду энергию, которая в принципе может быть преобразована в ионизацию. Для электронов и протонов это — кинетическая энергия, для  $X^0$ -мезонов — полная энергия, для антипротонов — полная энергия плюс одна протонная масса.

Из рис. 2.1 [2] видно, что в железо-аргоновом спектрометре выделяемый заряд для адронов в среднем на 30% меньше, чем для электронов. Доля нерегистрируемой энергии подвержена значительным флуктуациям, связанным в основном с флуктуациями числа  $X^0$ -мезонов, рождаемых в первом акте взаимодействия налетающего адрона. Этот вид флуктуаций является определяющим в энергетическом разрешении адронных спектрометров и полностью отсутствует при регистрации электромагнитных ливней.

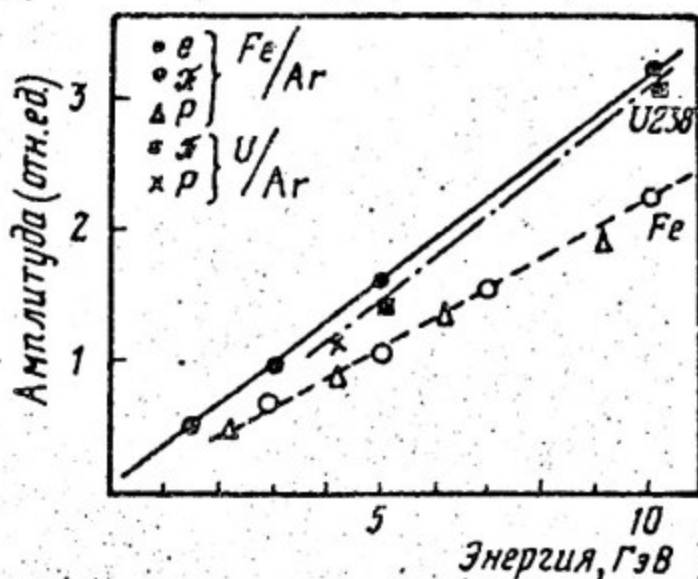


Рис. 2.1. Зависимость амплитуды сигнала с  $Fe/Ar$  и  $U/Ar$  спектрометров от энергии адронов и электронов

Рассмотрим подробнее факторы, влияющие на энергетическое разрешение многопластинчатых спектрометров в случае регистрации адронных и электромагнитных каскадов.

Влияние геометрии спектрометра. Размеры рабочей области спектрометра определяются, как правило, необходимою для конкретного эксперимента апертурой. Однако они должны быть не меньше некоторых минимально допустимых размеров, чтобы поглотить большую часть энергии каскада. Необходимая длина спектрометра может быть оценена из рис. 2.2 по асимптотике энергетического разрешения для электромагнитных (а) и адронных (б) каскадов различной энергии.

Поперечные размеры спектрометров при регистрации электромагнитных каскадов определяются в основном выходом из чувствительного объема  $\gamma$ -квантов с минимальным коэффициентом поглощения. На рис. 2.3/а [5] показана доля вышедшей из объема спектрометра энергии в зависимости от его радиуса, выраженного в единицах Мольера ( $r_M = \frac{E_s t}{\epsilon}$ , где  $E_s = 21,2$  МэВ;  $\epsilon$  — критическая энергия, МэВ;  $t$  — радиус, г/см<sup>2</sup>).

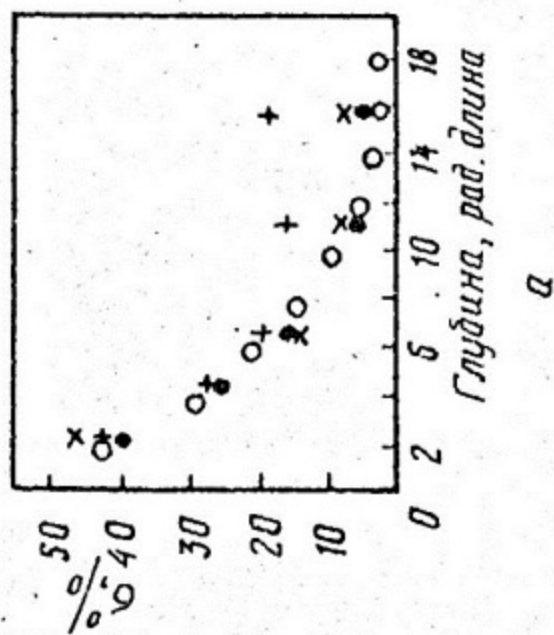
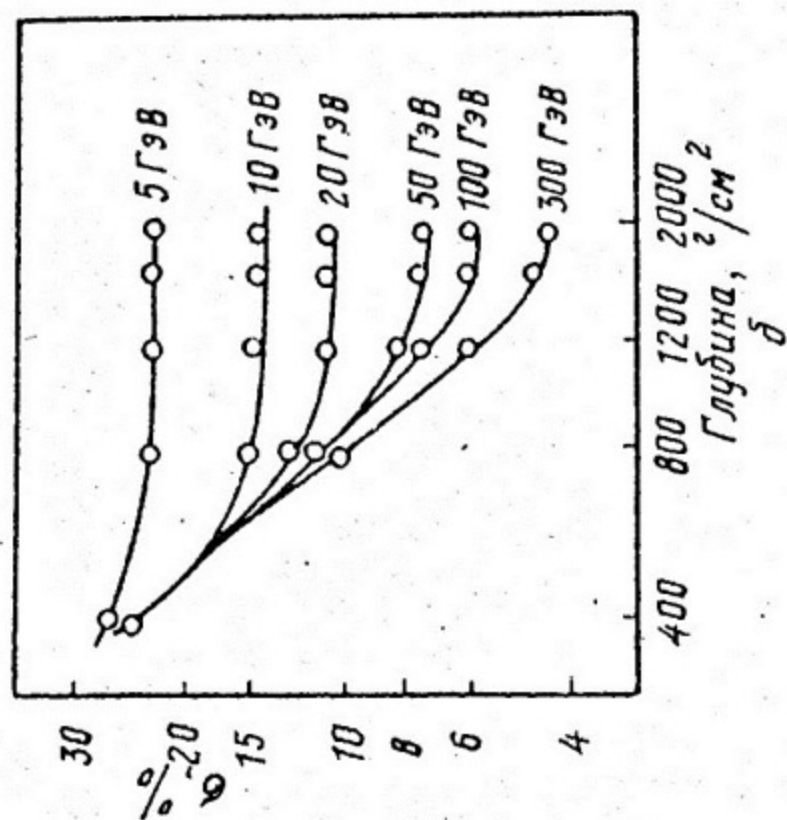


Рис. 2.2. Разрешение спектрометра (г. м. с.) в зависимости от его глубины:  
 а) электроны с импульсом + - 0,25 ГэВ/с; x - 1 ГэВ/с; o - 4 ГэВ/с [3];  
 o - 25 ГэВ/с [4] - экспериментальные данные; б) адроны - Монте-Карло расчет [6]

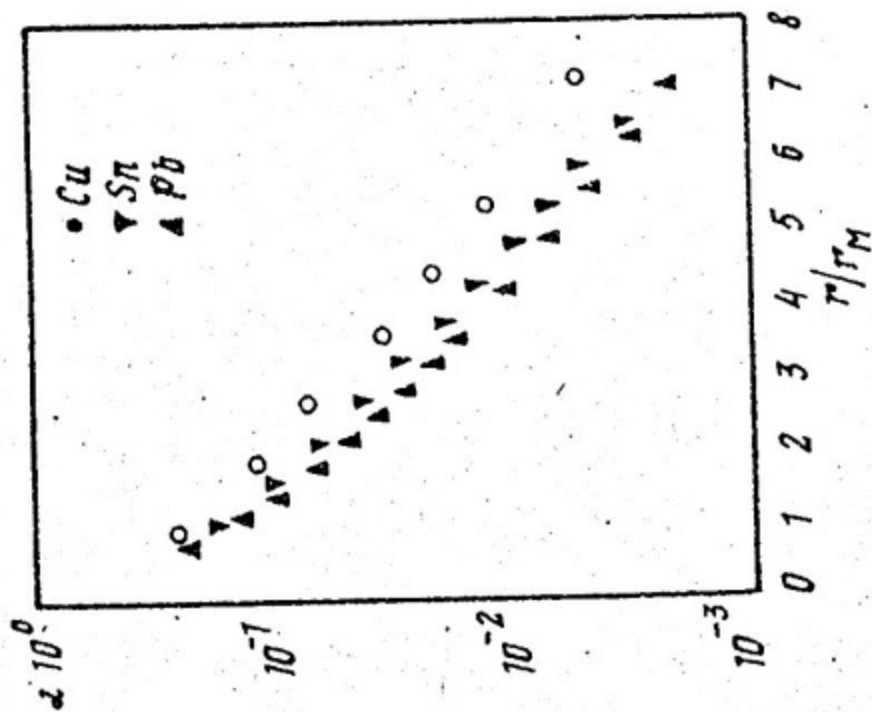


Рис. 2.3. а. Доля энергии электромагнитного излучения, вышедшая через боковые стенки в зависимости от радиуса спектрометра  $r/\lambda$  — длина Мольера [5]

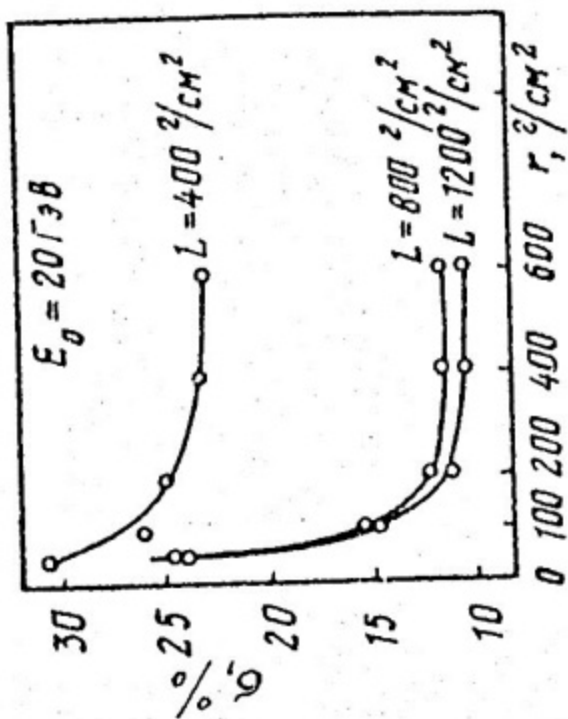


Рис. 2.3 б. Разрешение для адронных каскадов в зависимости от радиуса спектрометра из Fe [4] (Монте-Карло расчет)

Для адронов минимально допустимый поперечный размер спектрометра определяется слабо взаимодействующими с веществом нейтронами с энергией несколько МэВ. Как видно из рис. 2.3 б [6], для железного поглотителя минимальный радиус составляет  $300 \text{ г/см}^2$ , или приблизительно 40 см.

Sampling флуктуации. Этот вид флуктуаций возникает вследствие измерения ионизации не во всем объеме спектрометра, а лишь в отдельных тонких детектирующих слоях.

*Sampling* флуктуации измеряются непосредственным образом: анодные пластины спектрометра разбиваются на две группы так, что аноды каждой группы последовательно чередуются друг с другом. В результате каждая группа собирает выделенный заряд равномерно по всему объему спектрометра. Разность амплитуд сигналов с каждой группы возникает из-за *Sampling* флуктуаций. Ширина распределения разности, деленная на  $\sqrt{2}$ , и определяет величину этих флуктуаций.

В случае электромагнитных ливней *Sampling* флуктуации тождественны флуктуациям числа треков ливневых частиц, пересекающих детектирующие слои, а также флуктуациям ионизации, производимой ими в этих слоях. При регистрации адронных каскадов к этому добавляются флуктуации числа и места образования "звезд" и треков от заряженных адронов. Ясно, что измеряя более часто ионизацию, т. е. уменьшая толщину пластин поглотителя, можно уменьшить флуктуации этого типа.

Величина относительной флуктуации числа треков  $N$  пропорциональна  $1/\sqrt{N}$ . Если допустить, что большая часть ливневых частиц, вышедших из пластин поглотителя, только один раз пересекает детектирующие слои, то число треков должно быть пропорционально числу пластин поглотителя при фиксированной полной толщине спектрометра, а также пропорционально полному числу частиц в ливне, которое зависит от критической энергии как  $\sim 1/\epsilon_0$ . Продольный размер ливня в рад. длинах приблизительно одинаков для всех веществ. Следовательно, полное число пластин поглотителя  $n$  определяется толщиной ячейки, т. е. суммарной толщиной пластины и детектирующего слоя  $- n \sim 1/X$ , где  $X$  — толщина ячейки в рад. длинах.

Таким образом, можно записать

$$\sigma_{\text{tracks}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{(n/\epsilon_0)^{1/2}} \sim \sqrt{X \epsilon_0}.$$

Из этой оценки видно, что погрешность измерения энергии снижается с уменьшением толщины ячейки. Однако это происходит до тех пор, пока толщина пластин не станет так мала, что все образовавшиеся в поглотителе ливневые частицы попадут в детектирующие слои. В этом случае исчезает зависимость энергетического разрешения спектрометра от толщины пластин поглотителя (предполагается, что масса поглотителя всегда намного больше массы детектирующего вещества).

На рис. 2.4 показаны величины флуктуаций числа треков в электромагнитных каскадах в зависимости от толщины ячейки и материала поглотителя по данным различных работ (все данные приведены к энергии электронов 9 ГэВ, используя зависимость  $\sim 1/\sqrt{E}$ ). В жидкоаргоновых спектрометрах эти флуктуации совпадают с энергетическим разрешением для электромагнитных ливней. При газовом наполнении были введены небольшие поправки на величину флуктуаций ионизации. Как видно из рисунка, совокупность всех данных в пределах ошибок описывается в приведенных координатах линейной зависимостью

$$\sigma_{tracks} = 3,9 \sqrt{x \varepsilon_0} \% (fwhm).$$

Флуктуации ионизационных потерь ливневых частиц при фиксированном зазоре зависят от плотности детектирующей среды. Известно, что при использовании в качестве детекторов ливневых частиц пропорциональных камер, наполненных газом при нормальных условиях, флуктуации ионизационных потерь дают основной вклад в энергетическое разрешение [7]. Причиной этих флуктуаций является образование мягких ливневых частиц и  $\sigma^+$ -электронов, которые обладают высокой плотностью ионизации. Максимальная ионизация происходит при остановке электрона в детектирующем веществе.

Большое практическое значение имеет вопрос о том, какова должна быть плотность детектирующей среды, при которой вклад флуктуаций ионизационных потерь в энергетическое разрешение был бы мал. Так как жидкий аргон, в котором эти флуктуации малы по сравнению с флуктуациями числа треков, требует использования криогенной техники, это усложняет конструкцию и эксплуатацию спектрометров.

Вместо жидкой среды возможно использование газа при повышенном давлении. Влияние вклада флуктуаций ионизационных потерь в энергетическое разрешение в зависимости от дав-

ления газа подробно изучалось в работе [8]. Детектирующей средой являлся ксенон с небольшой добавкой метана (~5%) для увеличения скорости собирания заряда. Для эксперимента использовался спектрометр с вольфрамовыми пластинами толщиной 1 мм и зазором между ними 3 мм.

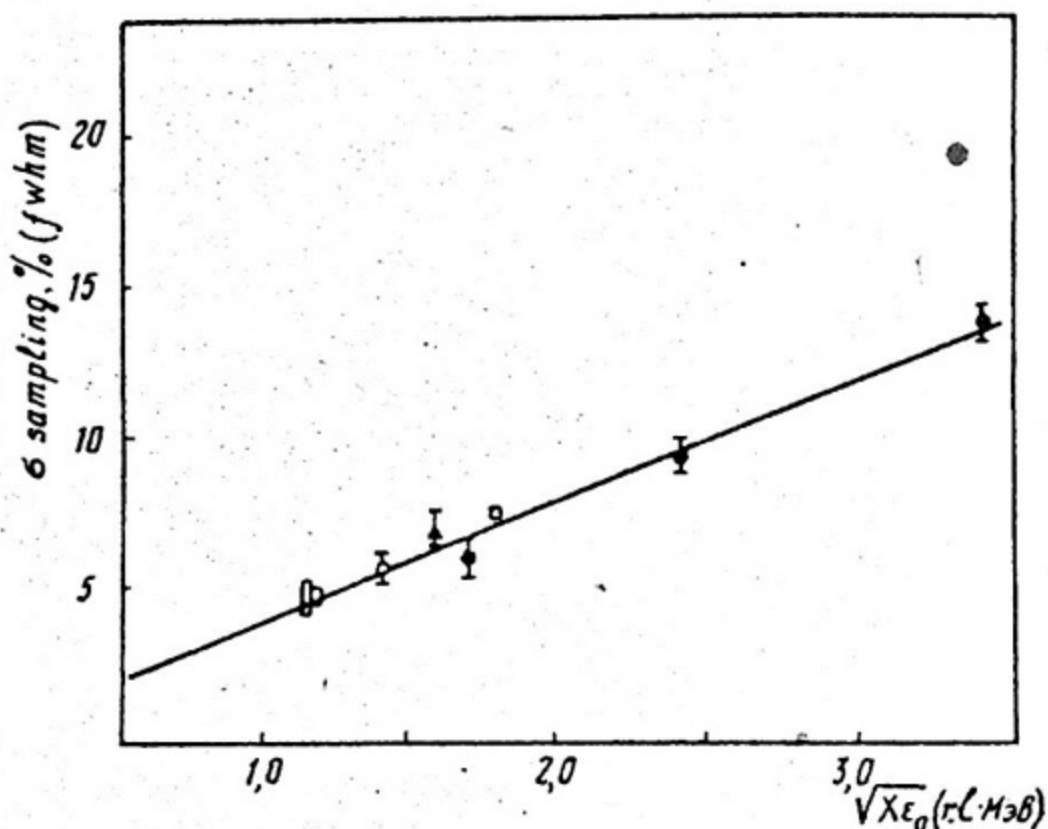


Рис. 2.4. Зависимость величины флуктуаций числа треков ( $fwhm$ ) в детектирующем слое от толщины ячейки и материала поглотителя ( $\chi$  — толщина ячейки, т.е. суммарная толщина пластины и детектирующего слоя, рад. длины;  $E_0$  — критическая энергия материала поглотителя, МэВ):

▲ — 1 мм W + 3 мм Xe, 20 атм; ● — 2,4,8 мм Cu + 2,4,8 мм Xe, 25 атм [8]; □ — 1 мм Fe + 1 мм L.Ar [4];  
 □ — 1,1 и 2,2 мм Pb + 2 мм L.Ar [3]; ○ — 1,5 мм Fe + 2 мм L.Ar [1]; прямая фит-функция  $3,9 \sqrt{\chi E_0}$ .

На рис. 2.5 представлена зависимость энергетического разрешения спектрометра от давления ксенона для электронов

с энергией 31 ГэВ. Шумы электроники и некогерентность пучка вычитались из экспериментальных результатов квадратичным образом. Полученные данные удовлетворительно аппроксимируются функцией  $(A^2 + B^2/\rho)^{1/2}$  при следующих значениях коэффициентов:  $A = (3,8 \pm 0,4)\%$ ;  $B = 11,8 \pm 0,9$ . На том же рисунке прямой линией показана величина флуктуаций числа треков в данном спектрометре. Как видно, вклад флуктуаций ионизационных потерь в энергетическое разрешение при давлении ксенона 20 атм невелик.

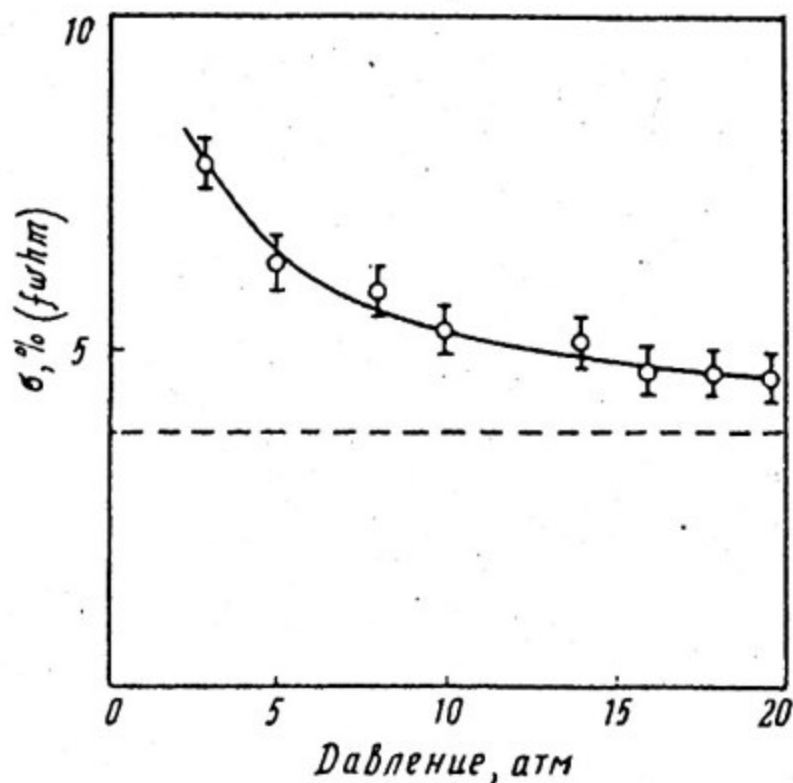


Рис. 2.5. Зависимость энергетического разрешения спектрометра ( $fwhm$ ) от давления ксенона для электронов с энергией 31 ГэВ [8]. Сплошная кривая — фит-функция  $\sqrt{A^2 + B^2/\rho}$ , где  $A = (3,8 \pm 0,4)$ ;  $B = 11,8 \pm 0,9$ ; пунктирная прямая — величина флуктуаций числа треков в данном спектрометре  $\sigma_{tracks} = 3,8\%$

На рис. 2.6 [2] показаны как полное энергетическое разрешение, так и *sampling* флуктуации железо-аргоновых ( $Fe/Ar$ ) и уран-аргоновых ( $U^{238}/Ar$ ) спектрометров для электромагнитных и ядерных каскадов в зависимости от величины

их энергии. Как видно из рисунка, в электромагнитных каскадах энергетическое разрешение определяется практически только *sampling* флуктуациями. В адронных же каскадах, несмотря на то, что *sampling* флуктуации имеют гораздо большую величину, энергетическое разрешение определяется другими причинами. Таким образом, в случае железо-аргонового спектрометра, предназначенного для регистрации адронных каскадов, не имеет смысла использовать пластины тоньше 5 мм.

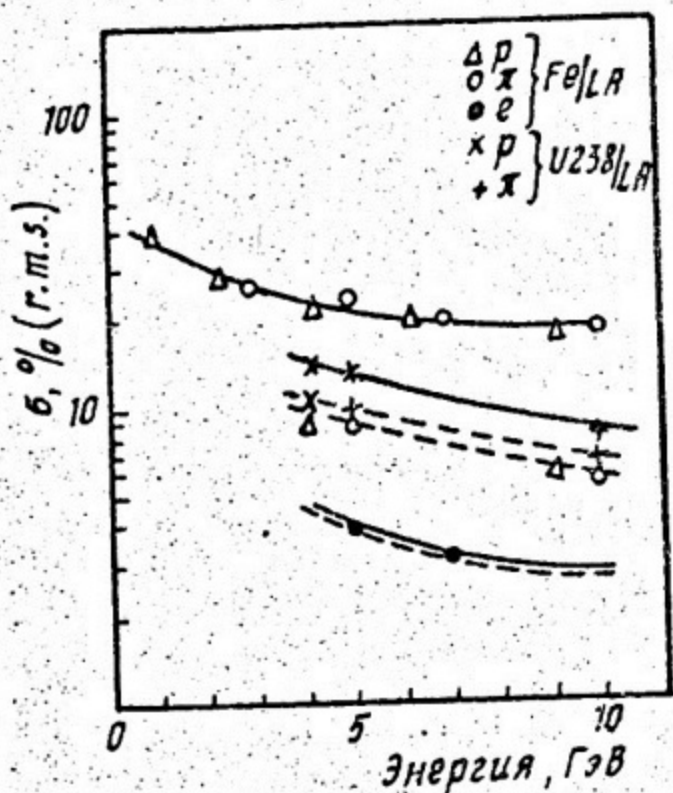


Рис. 2.6. Зависимость энергетического разрешения (г.м.с.)  $Fe/Ar$  и  $U/Ar$  спектрометров от энергии адронов и электронов. Пунктирные кривые - *sampling* флуктуаций [2]

Флуктуации доли нерегистрируемой энергии. Этот тип флуктуаций присутствует только в адронных каскадах и является определяющим в энергетическом разрешении спектрометров при регистрации таких каскадов.

Величина нерегистрируемой энергии коррелирует с полным числом ядерных взаимодействий в спектрометре. Таким образом, если регистрировать какое-либо явление, также коррелирующее с числом ядерных взаимодействий, то путем поправок можно компенсировать флуктуации нерегистрируемой энергии. С ядерными взаимодействиями коррелирует число адронов в каскаде. В то же время заряд, образованный этими адронами, распределен в гораздо большем объеме по сравнению с локализованным зарядом от  $\pi^0$ -мезона. Следовательно, присваивая веса больше единицы количеству заряда, выделенному в удаленных от центрального взаимодействия секциях спектрометра, можно компенсировать в некоторой степени нерегистрируемую энергию. Веса подбираются исходя из минимального энергетического разрешения. Таким путем удалось уменьшить ширину распределения на 14% [2].

В работе [2] также был найден более эффективный способ компенсации при использовании урана в качестве поглотителя. Механизм компенсации основан на том, что нейтроны с энергией несколько МэВ, число которых непосредственным образом связано с числом ядерных расщеплений, с большой вероятностью при взаимодействии с ядром  $^{238}\text{U}$  вызывают его деление. При этом освобождается значительная энергия, часть которой выделяется в форме  $\gamma$ -квантов и нейтронов. Кроме того, нейтроны путем неупругих столкновений возбуждают ядра урана, и это возбуждение снимается излучением каскада  $\gamma$ -квантов.

Для проверки этого способа компенсации в работе [2] использовался уран-аргоновый спектрометр с толщиной пластин 1,7 мм. Функция отклика данного спектрометра представлена на рис. 2.1, а его энергетическое разрешение - на рис. 2.6. Как видно из рис. 2.1, адроны выделяют в спектрометре с урановыми пластинами приблизительно такую же энергию, как и электроны, т.е. компенсация почти полная. Энергетическое разрешение при этом значительно улучшилось и составило 22,5% для  $\pi$ -мезонов с импульсом 10 ГэВ/с. Из рис. 2.6 видно, что величина *sampling* флуктуаций в адронных каскадах в случае урана близка к полному энергетическому разрешению, и это позволяет надеяться на улучшение разрешения при переходе к более тонким пластинам из урана.

Шумы регистрирующей электроники. В области малых энергий шумы электроники могут заметно влиять на энергетическое разрешение. На соотношение шум-сигнал усилителей

влияет емкость спектрометра, величина которой связана с его размерами, а также доля энергии, выделяемая в детектирующих слоях.

Величина емкости определяется размерами области, необходимой для поглощения каскада. Если размеры спектрометра превосходят эту область, то необходимо разделить его на отдельные секции с независимым считыванием. При этом надо учитывать, что разбиение секций на части меньшие, чем размеры каскада, не приводит к уменьшению шумов электроники. Действительно, при разбиении такой секции на  $n$  частей, емкость, приходящаяся на каждый усилитель, уменьшается в  $n$  раз.

При оптимальном согласовании усилителя и детектора эквивалентный шумовой заряд зависит от емкости как  $\sqrt{C}$ , и, следовательно, шумы отдельных усилителей уменьшаются в  $\sqrt{n}$  раз. Однако в этом случае ионизация от каскада образуется во всех частях секции, и для получения информации о его полном энерговыделении необходимо просуммировать сигналы со всех усилителей. В результате шум увеличится в  $\sqrt{n}$  раз, и, следовательно, отношение шум-сигнал останется тем же, что и для одного усилителя на секцию.

Адронный каскад имеет значительно большие размеры, чем электромагнитный, и поэтому шумы электроники в адронных спектрометрах с уменьшением энергии начинают раньше оказывать влияние на энергетическое разрешение.

В первом приближении доля ионизации, выделяемая в детектирующих слоях, равна отношению детектирующего слоя в  $г/см^2$  к полной толщине ячейки (т.е. к суммарной толщине пластины и детектирующего слоя в тех же единицах). При одинаковых зазорах между пластинами использование детектирующей среды с меньшей плотностью приводит к меньшей величине сигнала и, следовательно, к большему влиянию шумов электроники на энергетическое разрешение. Таким образом, в наибольшей степени шумы сказываются при регистрации адронных каскадов в спектрометрах с газообразной детектирующей средой.

Большие емкости спектрометров приводят к необходимости использовать либо усилители с малым входным сопротивлением, либо к специальным методам согласования. Наименьшие шумы получены при использовании зарядочувствительного усилителя, согласованного с детектором при помощи трансфор-

матора [1]. В этом случае шумы усилителя при емкости детектора 10 нФ составляют  $10^{-12}$  пКл, или  $6 \cdot 10^4$  электронов.

В табл. 2.1 приведены величины емкостей и нижние границы регистрируемой энергии спектрометров, предназначенных для регистрации адронных и электромагнитных каскадов. За нижнюю границу регистрируемой энергии принята энергия, при которой вклад шумов электроники в энергетическое разрешение сравнивается по величине с вкладом других погрешностей.

Таблица 2.1

Параметры спектрометров	Электромагнитный каскад		Адронный каскад	
	жидкий Ar	Xe 20атм	жидкий Ar	Xe 20атм
Доля энергии первичной частицы, преобразуемая в заряд*	$7,5 \cdot 10^{-2}$	$0,75 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$0,52 \cdot 10^{-2}$
Диаметр спектрометра, см	14	14	76	76
Число пластин, шт.	170	170	630	630
Емкость спектрометра, нФ	8,6	5,7	1700	1140
Эквивалентный шумовой заряд усилителя, МэВ	1,0	0,82	15,2	11,7
Нижняя граница регистрируемой энергии, ГэВ	0,01	0,5	0,06	3,5

\* Здесь учтен эффект плоской ионизационной камеры, а именно - выделенный заряд в детектирующих слоях уменьшен вдвое.

Параметры спектрометров следующие: поглотитель - железные пластины толщиной 2 мм, зазором 2 мм; детектирующая среда - жидкий аргон или ксенон при давлении 20 атм. Размеры спектрометров выбраны исходя из верхней границы регистрируемой энергии 20 ГэВ.

## 2. Быстродействующие ионизационных спектрометров

Работа спектрометра в условиях высоких нагрузок. В условиях высоких нагрузок возникает еще один фактор, ухудшающий энергетическое разрешение, а именно — наложение сигналов. Чтобы избежать этого, необходимо уменьшать время собирания заряда и время формирования сигналов.

Время собирания заряда непосредственно связано с величиной зазора и скоростью дрейфа электронов

$$t_d = d/v_e,$$

где  $v_e$  — скорость дрейфа электронов;  $d$  — величина зазора между пластинами поглотителя.

Скорость дрейфа электронов в смесях инертных газов с некоторыми молекулярными газами значительно выше, чем в жидком аргоне (в ж. Ar  $1/v_e = 200$  нс/мм; в смеси Xe + 18% CO<sub>2</sub>  $1/v_e = 30$  нс/мм). Таким образом, при одинаковом времени собирания заряда в случае газового наполнения можно использовать значительно больший зазор, чем при наполнении жидким аргоном.

V. Radeka в работе [9] показал, что при заданной интенсивности облучающих частиц и, следовательно, заданной полной длительности выходного сигнала существует оптимальная величина зазора между пластинами, при которой эквивалентный шумовой заряд усилителя минимален. Эта величина равна

$$d = \frac{1}{3} v_e \lambda_m,$$

где  $\lambda_m = t_d + \lambda$  — полная длительность сигнала, т.е. сумма собственной длительности сигнала усилителя  $\lambda$  и времени собирания заряда  $t_d$ .

Существование минимума по шумам в работе [9] интерпретируется следующим образом. При уменьшении зазора между пластинами возрастает емкость спектрометра, что приводит к увеличению шумов. С другой стороны, с увеличением зазора возрастает время собирания заряда. В этом случае, поскольку  $\lambda_m = \text{const}$  и определяется нагрузкой спектрометра, возникает необходимость уменьшить собственную длительность усилителя, что снова вызывает возрастание шумов.

В табл. 2.2 представлены величины оптимальных зазоров между пластинами в зависимости от интенсивности облу-

чающих частиц для случаев наполнения спектрометра жидким аргоном и газовой смесью  $\text{Xe} + 18\% \text{CO}_2$ . Величина полной длительности импульса  $\lambda_m$  для каждой интенсивности выбиралась исходя из требования сохранения эффективности регистрации частиц на уровне использования схемы, блокирующей наложение сигнала

Таблица 2.2

Интенсивность частиц, 1/с	Длительность сигналов, мкс	Оптимальный зазор, мм	
		Ar (жидкий)	Xe + 18% CO <sub>2</sub>
10 <sup>5</sup>	1,0	2,5	16,5
3 · 10 <sup>5</sup>	0,34	0,85	5,7
5 · 10 <sup>5</sup>	0,21	0,56	3,8
10 <sup>6</sup>	0,1	0,25	1,7

Как видно из табл. 2.2, при нагрузках больших, чем  $3 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ , газовое наполнение спектрометра имеет преимущество перед жидкоаргоновым, так как технологически очень трудно изготовить спектрометр с зазорами между пластинами меньше 1 мм.

Кроме того, можно показать, что при использовании оптимальных зазоров величина давления, при котором отношение шум-сигнал для газовой смеси  $\text{Xe} + 18\% \text{CO}_2$  такое же, как и для жидкого аргона, оказывается  $P = 12 \text{ атм}$ .

Точность временной привязки. При использовании спектрометра в триггере большое значение имеет точность временной привязки его выходного сигнала. Так как сигнал в спектрометре образуется большим числом носителей заряда, точность временной привязки определяется в основном шумами усилителя и полной длительностью импульса. Если использовать один из методов, который устраняет зависимость временной привязки от амплитуды сигнала (например, детекторы нуля), то временное разрешение можно выразить соотношением

$$\sigma_t \approx \frac{1}{2} S_{\text{noise}} \lambda_m,$$

где  $S_{\text{noise}}$  — отношение шум-сигнал.

Временное разрешение спектрометра с газовым наполнением было измерено при энергии электронов 31 ГэВ [8]. Стартовым сигналом для время-амплитудного преобразователя являлся импульс от сцинтилляционного счетчика. Стоп-сигнал вырабатывался в точке пересечения нуля биполярного импульса с выхода усилителя. Постоянная времени формирования усилителя (однократное интегрирование и двукратное дифференцирование) в данном опыте составляла 200 нс. Временное разрешение оказалось равным

$$\sigma_t = (7,1 \pm 0,5) \text{ нс (fwhm)},$$

что приблизительно согласуется с шумовыми характеристиками усилителя при указанном времени формирования.

### 3. Пространственное разрешение

В том случае, когда требуется отдельная регистрация нескольких частиц, необходимо обеспечить, чтобы расстояние между их траекториями было не меньше ядерной длины, если частицы образуют в спектрометре ядерные каскады; или двух мольеровских длин для электронов и  $\gamma$ -квантов. Для этого необходимо располагать спектрометр на достаточном расстоянии от источника частиц. При заданном телесном угле это приводит к увеличению размеров спектрометра. Для адронов наиболее подходящим поглотителем является уран, так как из-за его большой плотности размер отдельной ячейки составляет всего лишь 10 см. Это позволяет получить угловое разрешение 10 мрад при расположении спектрометра в 10 м от мишени.

Ось отдельного каскада определяется по центру тяжести поперечного распределения заряда с более высокой точностью, порядка нескольких миллиметров. Ширина электромагнитных каскадов и точность локализации их оси на различных глубинах исследовались в работе [3] при помощи свинцово-аргонового спектрометра. Для этой цели собирающие заряд пластины были разбиты на полосы шириной 2 см. Исследовались ливни от электронов с импульсом от 1 до 4 ГэВ/с. На рис. 2.7 показана поперечная ширина ливней ( $r_{\text{M.S}}$ ) на различных глубинах поглотителя. Как видно из рисунка, в исследованном диапазоне отсутствует зависимость ширины ливня от энергии.

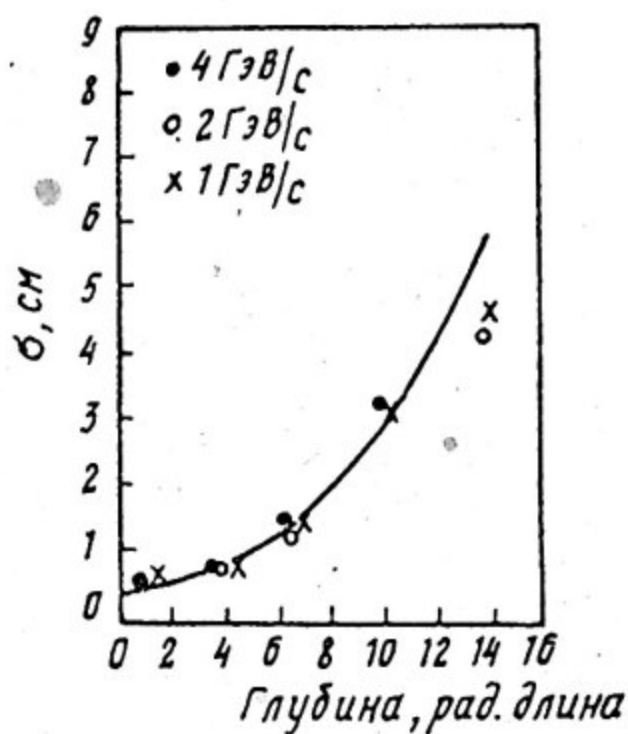


Рис. 2.7. Поперечная ширина электромагнитных ливней (г.т.с.) на различных глубинах поглотителя [ 3 ]

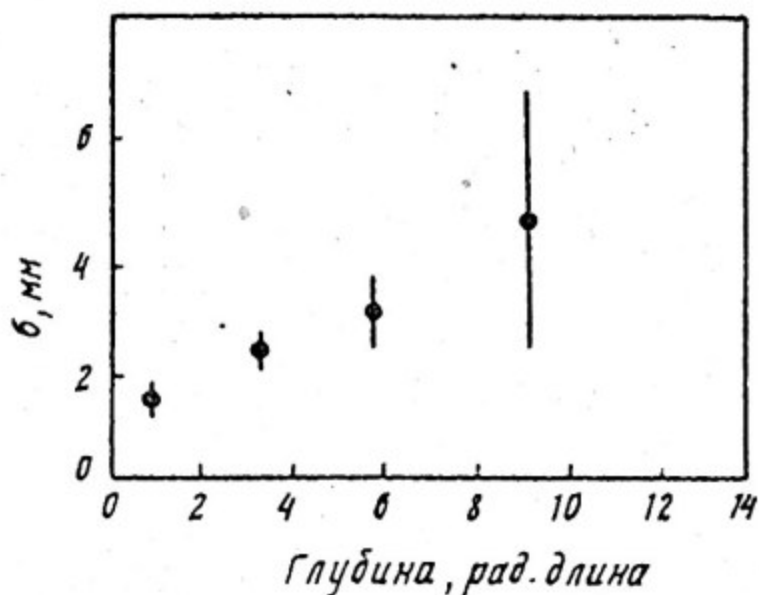


Рис. 2.8. Среднеквадратичное отклонение центра тяжести электромагнитного ливня на различных глубинах поглотителя. Энергия электронов 1 ГэВ [ 3 ]

На рис. 2.8 показано среднеквадратичное отклонение центра тяжести ливня для электронов с импульсом 1 ГэВ/с в зависимости от глубины поглотителя. Пространственное разрешение в области максимума развития каскада с такой малой энергией оказалось не хуже 3 мм. Можно ожидать, что с ростом энергии это разрешение будет улучшаться как  $1/\sqrt{E}$ .

#### 4. Разделение электронов и адронов

Одним из важных свойств многопластинчатых ионизационных спектрометров является их способность разделять электроны и адроны. Для этого можно использовать различные свойства каскадов, образуемых этими частицами в веществе спектрометра, такие, как полное энергосодержание, характеристики продольного и поперечного развития каскадов.

В работе [8] с этой целью использовались две характеристики — полное энергосодержание и особенности продольного развития каскадов. Исследование выполнено при помощи вольфрам-ксенонового (20 атм) ливневого ионизационного спектрометра на пучке частиц с импульсом 6 ГэВ/с. Толщина вольфрамовых пластин составляла 1 мм, полная толщина спектрометра — 14 рад. длин. Пластины были объединены в шесть секций по 2,35 рад. длины. Каждая секция имела свой канал регистрации. Содержание электронов в пучке можно было устанавливать от 0,5 до 10% изменением положения мишени. Адронный пучок состоял из следующих частиц: протонов (~49%),  $\pi$ -мезонов (~42%) и  $K$ -мезонов (~9%).

При указанной энергии наиболее эффективно режекция частиц осуществляется по полному энергосодержанию в спектрометре. Рис. 2.9 иллюстрирует  $h/e$  режекцию в зависимости от эффективности регистрации электронов. Дальнейшее уменьшение регистрируемого уровня адронов возможно при использовании дополнительных критериев, основанных на различии в продольном развитии адронных и электромагнитных каскадов.

В указанной работе исследовались такие критерии, которые можно было бы использовать для выработки триггерного сигнала или в отборе событий при помощи ЭВМ в режиме "online". Были выбраны критерии, основанные на распределениях следующих величин:

- ионизации в каскадах на различных глубинах спектрометра;
- центров тяжести каскадов в продольном направлении  $\bar{z}$ ;
- ширины каскадов в продольном направлении  $\Delta$  ( $\Delta$ -среднеквадратичное отклонение продольного распределения ионизации в индивидуальном каскаде).

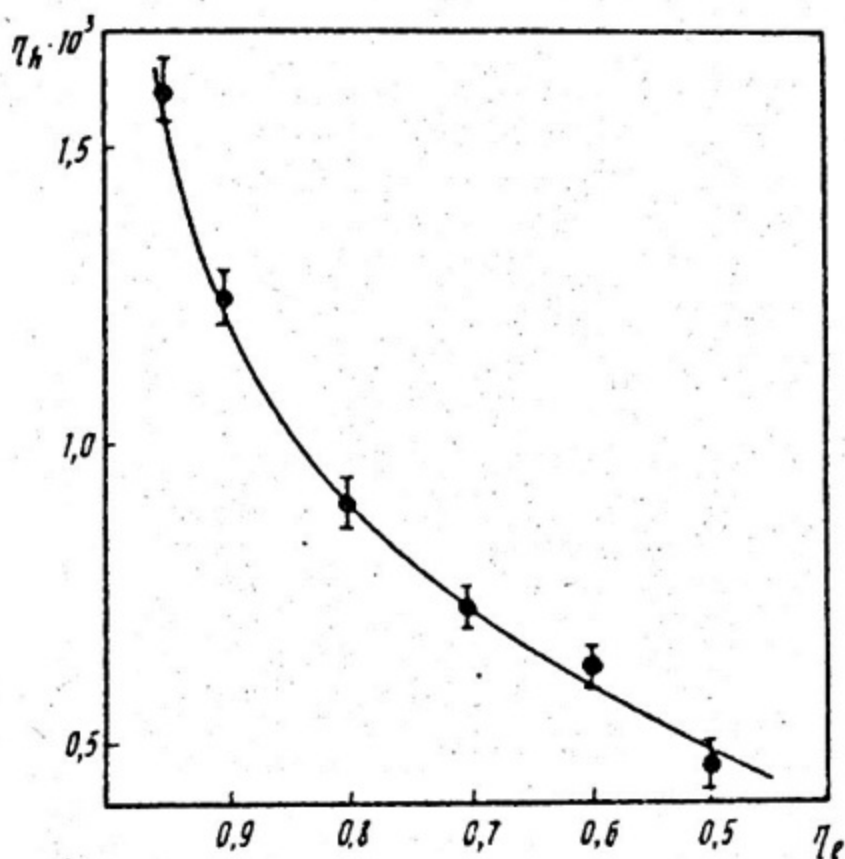


Рис. 2.9. Адрон-электронная режекция частиц с энергией 6ГэВ по полному энерговыделению в спектрометре ( $\eta_h$ ,  $\eta_e$  - эффективности регистрации адронов и электронов) [8]

Важно отметить, что при рассмотрении всех этих критериев сравниваются электромагнитные и адронные каскады, в которых полное энерговыделение превосходило определенный порог, т.е. эти критерии являются дополнительными к режекции по полному энерговыделению. Величина порога соответствовала эффективности регистрации электронов 0,95. На рис.2.10

представлены распределения ионизации в каскадах от адронов и электронов, полученные для различных групп анодов спектрометра.

Наиболее отчетливо различия в развитии адронных и электромагнитных каскадов видны из рис. 2.11, где изображены двумерные распределения событий по  $\Delta$  и по  $\bar{\epsilon}$ . На рисунке видны сгущения точек в области малых  $\Delta$  и вблизи центров групп анодов для адронных каскадов. Это связано с образованием сильноионизирующих частиц при ядерных расщеплениях. Благодаря большой плотности ионизации такие частицы могут имитировать значительное число ливневых частиц с минимальной ионизацией. При попадании сильноионизирующей частицы в детектирующий слой амплитуда сигнала в соответствующей группе анодов будет значительно больше, чем в других, и, следовательно, центр тяжести будет расположен вблизи этой группы, а ширина каскада будет иметь меньшую величину.

На рис. 2.12 показана режекция адронов от электронов по центру тяжести и по ширине каскадов, а также режекция при одновременном использовании обоих критериев. В последнем случае режекция адронов от электронов наилучшая и позволяет уменьшить эффективность регистрации адронов дополнительно в 3 раза. На этом же рисунке показана наилучшая режекция, возникающая в результате сравнения распределения ионизации в третьей группе анодов (4,7 - 7,05 рад. длин) в каскадах от адронов и электронов. Таким образом, полная эффективность регистрации адронов снижается до величины  $5 \times 10^{-4}$  при эффективности регистрации электронов 90%. Эта величина близка к результатам, полученным для  $\mathcal{N}$ -мезонов и электронов с энергией 4 ГэВ в работе [3] при помощи свинцово-аргонового спектрометра с полной толщиной [15,75] рад. длин.

В заключение кратко рассмотрим основные свойства многопластинчатых ионизационных спектрометров.

Энергетическое разрешение. В электромагнитных каскадах определяется *sampling* флуктуациями. Зависит от толщины пластин и материала поглотителя как  $\sqrt{X \epsilon_0}$ . Наиболее целесообразно использовать материалы с высоким атомным номером (свинец, вольфрам) и с возможно меньшей толщиной пластин. Для свинцово-аргонового спектрометра с пластинами

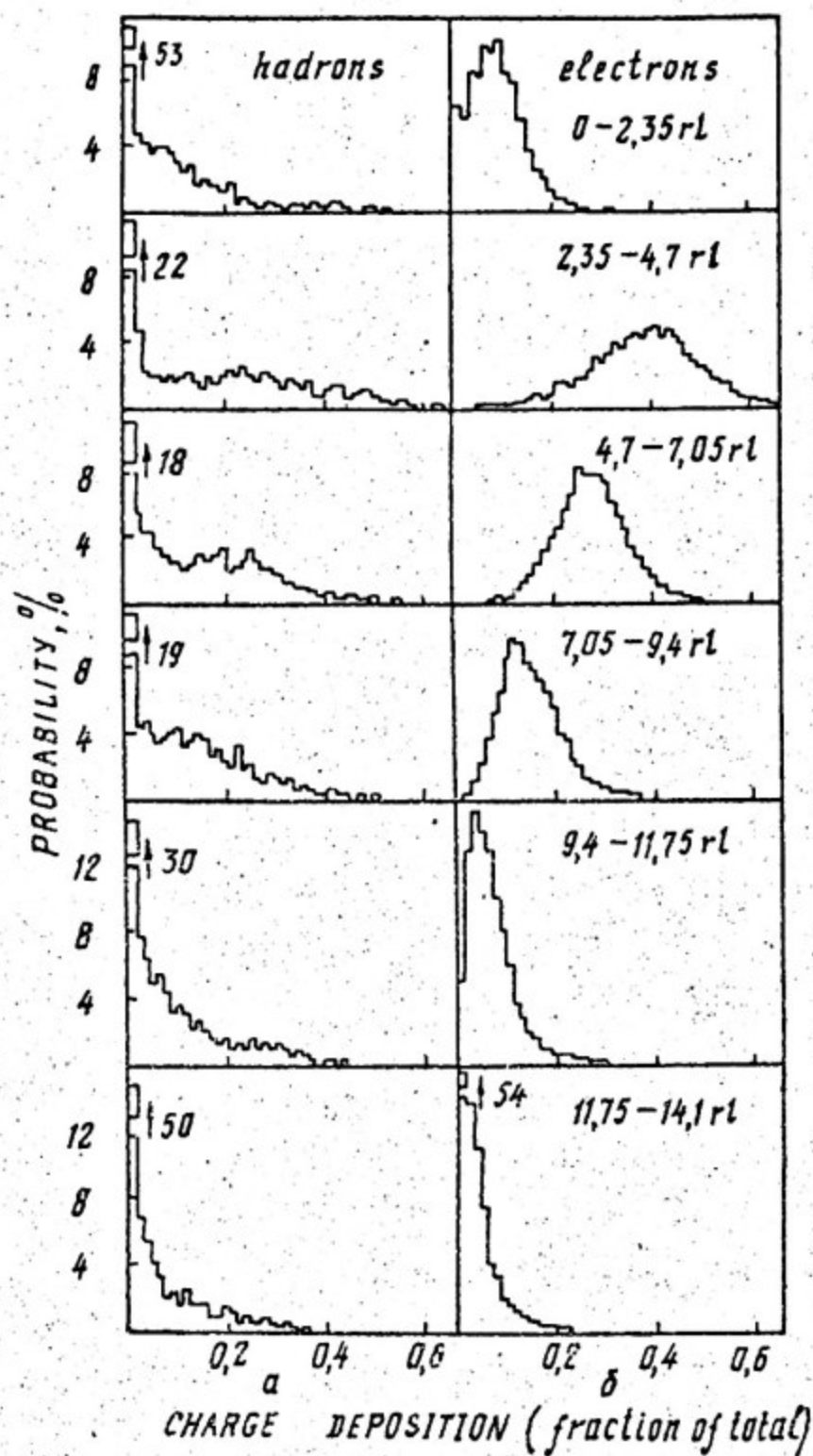


Рис. 2.10. Распределение ионизации по глубине спектрометра для адронов (а) и электронов (б) с энергией 6 ГэВ [8]

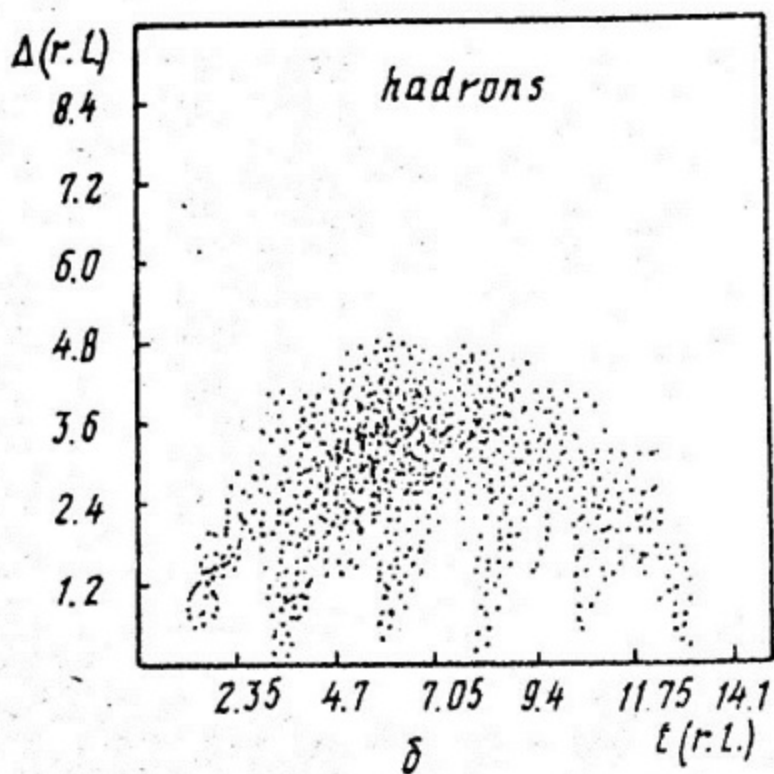
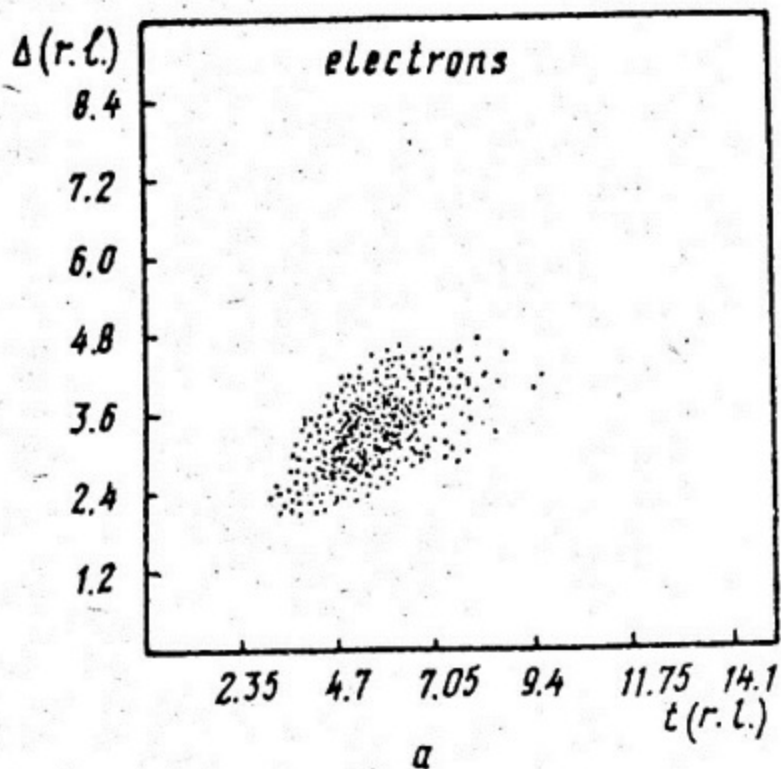


Рис. 2.11. Двумерные распределения событий по продольной ширине каскадов  $\Delta$  и по продольному центру тяжести  $\bar{t}$  для электронов (а) и адронов (б) [8].

толщиной 1,1 мм зависимость разрешения от энергии имеет вид [3]:

$$\sigma = 15,3/\sqrt{E} \% (fwhm); \quad E, \text{ ГэВ.}$$

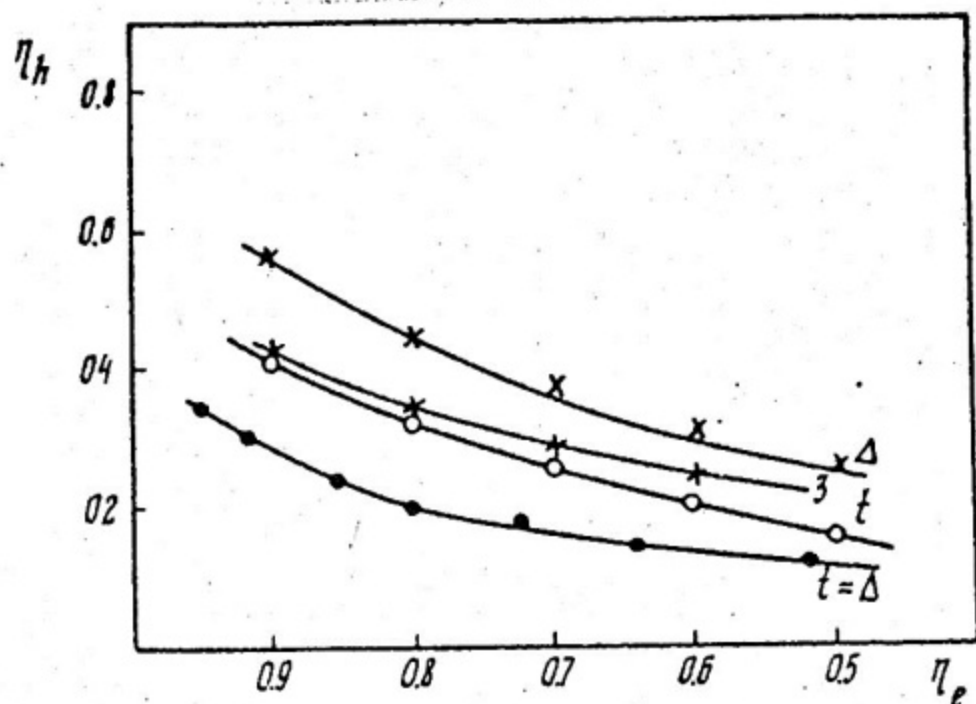


Рис. 2.12. Адрон-электронная режекция при использовании одномерных и двумерных распределений по  $\Delta$  и  $t$  и по ионизации в третьем слое спектрометра (4,7 - 7,05 рад. длин), энергия частиц 6 ГэВ [8]

В адронных каскадах определяется в основном флуктуациями нерегистрируемой доли энергии. При использовании уранового поглотителя эта энергия компенсируется в процессе деления ядер урана, которое инициируется нейтронами с энергией несколько МэВ. Для адронов с энергией 10 ГэВ энергетическое разрешение равно 37% ( $fwhm$ ) для железо-аргонового и 22,5% ( $fwhm$ ) для уран-аргонового спектрометров [2].

Пространственное разрешение. Определяется для адронов ядерной длиной, для электронов и  $\gamma$ -квантов - Мольеров-

ской длиной поглотителя. Размер ячейки, в которой поглощается большая часть адронного каскада, в урановом поглотителе  $\sim 10$  см. Для электромагнитных каскадов в свинцовом спектрометре характерный размер такой ячейки  $\sim 3$  см. Ось ливня по центру тяжести локализуется значительно лучше - с точностью до нескольких миллиметров.

Быстродействие. В условиях больших интенсивностей значительными преимуществами обладает газовая детектирующая среда, в которой электроны дрейфуют с большими скоростями. Максимально возможные загрузки в этом случае -  $10^7$  с $^{-1}$  для частиц с одинаковым энерговыделением в спектрометре и до  $10^8$  с $^{-1}$  при малом энерговыделении фоновых частиц.

Адрон-электронная режекция. Наиболее эффективна по полному энерговыделению. Использование пространственных характеристик каскадов уменьшает эффективность регистрации адронов дополнительно в 3 раза. Для частиц с импульсом 6 ГэВ/с полный коэффициент режекции при одновременном использовании пространственных и амплитудных характеристик каскадов составляет  $5 \cdot 10^{-4}$ .

#### Список литературы

1. Willis W.J., Radeka V. Nucl. Instr. Meth., 1974, v. I20, p. 221.
2. Pabjan C.W. et al. Nucl. Instr. Meth., 1977, v. I41, p. 61.
3. Hitlin D. et al. Nucl. Instr. Meth., 1976, v. I37, p. 225.
4. Cerri G., Sergiampietri F. Nucl. Instr. Meth., 1977, v. I41, p. 207.
5. Crannall C.J. Phys. Rev., 1967, v. I61, N<sup>o</sup>2, p. 310.
6. Baroncelli A. Nucl. Instr. Meth., 1974, v. I18, p. 445.
7. Katsura T. et al. Nucl. Instr. Meth., 1972, v. I05, p. 245.
8. Баскаков Е.И., Васильев П.С., Гавриленко И.Л., Долгошеин Б.А.  
и др. Препринт ИФВЭ, 1978.
9. Radeka V. IEEE Trans. on Nucl. Science, 1977, v. NS-24, N<sup>o</sup>1, p. 293.

## Л е к ц и я 3

### ПРОГРЕСС В РАЗВИТИИ КООРДИНАТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

#### В В Е Д Е Н И Е

В настоящее время редкий эксперимент в физике частиц обходится без применения магнитного анализа. В области импульсов несколько ГэВ/с основное ограничение данного метода возникает из-за многократного рассеяния частиц в веществе координатных детекторов. Действительно, при полной толщине детекторов  $\sim 10^{-3}$  рад. длин для частиц с импульсом 10 ГэВ/с средний угол многократного рассеяния  $\bar{\theta} \approx 0,07$  мрад. Таким образом, при десятиметровой базе магнитного спектрометра погрешность из-за многократного рассеяния эквивалентна пространственному разрешению координатных детекторов 70 мкм. При больших импульсах угол многократного рассеяния быстро убывает ( $\sim 1/\rho$ ), и погрешности определения координаты становятся основными погрешностями в измерении импульса.

Наиболее высоким пространственным разрешением обладают два вида координатных детекторов — дрейфовая камера и пропорциональная камера с аналоговым съемом информации. В настоящей лекции будут рассмотрены предельные возможности этих детекторов и основные причины, ограничивающие их пространственное разрешение. Можно выделить три типа таких причин:

- 1) причины, связанные с пространственными флуктуациями следа частицы в момент его образования;
- 2) размытие следа во время его дрейфа к чувствительной области детектора;
- 3) погрешности, возникающие во время преобразования и считывания информации.

## 1. Пространственные флуктуации следа частицы

$\delta$ -электроны. Заряженная частица при прохождении через вещество детектора ионизирует его атомы. При этом большая часть освободившихся электронов имеет энергию достаточную, чтобы, в свою очередь, ионизировать атомы среды. Электроны с энергией больше 1 кэВ принято называть  $\delta$ -электронами. Вероятность образования  $\delta$ -электронов с энергией ( $E$ , МэВ) при прохождении заряженной частицы через слой вещества толщиной ( $x$ , г/см<sup>2</sup>) описывается следующей формулой [1]:

$$P(E)dE = W \frac{dE}{E^2},$$

где  $W = \frac{0,15}{\beta^2} \frac{z}{A} x^2 x$ , МэВ.

Полное число  $\delta$ -электронов с энергией  $E$  приближенно равно:

$$N(>E) \approx \frac{W}{E} \quad \text{при} \quad E \ll E_M,$$

где  $E_M$  — максимально возможная из кинематики энергия  $\delta$ -электрона.

Угол вылета  $\delta$ -электрона определяется выражением [2]:

$$\cos^2 \theta = E/E_M,$$

т.е. при  $E \ll E_M$  направление вылета  $\delta$ -электрона перпендикулярно траектории частицы. До остановки он может отойти от трека частицы на значительное расстояние. Это приводит к несоответствию между пространственным распределением ионизации и местом прохождения частицы. Из-за многократного рассеяния  $\delta$ -электрон довольно быстро теряет свое первоначальное направление, в результате чего расстояние, на которое он удаляется от трека, гораздо меньше полной длины пробега. Это особенно относится к веществам с большим атомным номером (криптон, ксенон).

Часто пользуются практическим пробегом  $R_0$ , который получают в результате экстраполяции прямолинейного участка кривых поглощения монохроматических электронов к нулевому уровню интенсивности после поглотителя. Если предположить, что длины пробега распределены по нормальному закону, то среднеквадратичное отклонение (г. м. з.) этого распределения

составляет приблизительно половину практического пробега. На рис. 3.1 показано число  $\delta$ -электронов, образовавшихся в слое аргона 1 см при нормальных условиях (н.у.) и имеющих практический пробег больше  $R_0$ . Из рисунка видно, что лишь в 3% случаев образуются  $\delta$ -электроны с практическим пробегом больше 100 мкм (или *r.m.s.* 50 мкм).

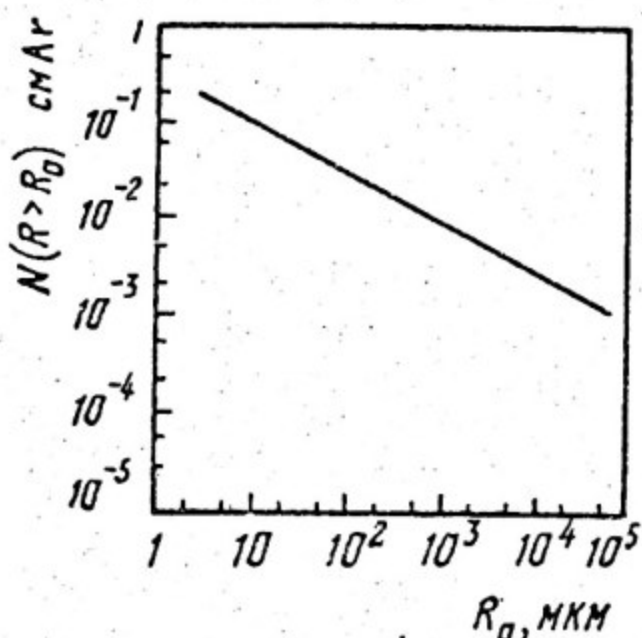


Рис. 3.1. Число  $\delta$ -электронов, образованных релятивистской частицей в слое аргона 1 см при н.у. с практическим пробегом больше  $R_0$ .

В реальных детекторах неопределенности, связанные с  $\delta$ -электронами, будут еще меньше, так как обычно измеряется координата проекции следа частицы на какое-либо направление (например, на направление дрейфа в дрейфовой камере).  $\delta$ -электроны излучаются под любым углом к этому направлению, оставаясь при этом перпендикулярными к следу частицы. Таким образом, неопределенность, которую вносит проекция пробега, меньше величины самого пробега.

Статистические флуктуации первичной ионизации. Первичной ионизацией называют ион-электронные пары, возникшие в результате ионизации атомов непосредственно самой частицей. Число первичных актов взаимодействия значительно меньше

полного числа электронов ионизации. В 1 см аргона при нормальных условиях возникает около 30 первичных ион-электронных пар, в то время как полное их число около 100.

Первичные акты взаимодействия распределены вдоль трека статистически. Это приводит, с одной стороны, к заметной неэффективности в очень тонких детекторах, так как существует конечная вероятность, что частица пройдет через детектор без взаимодействия. Предполагая, что число первичных взаимодействий распределено по Пуассону, эта неэффективность определяется следующим образом:

$$1 - \epsilon = P_0^n = e^{-n},$$

где  $n$  — среднее число первичных пар, рождающихся в детекторе. Для детектора, наполненного аргоном при нормальных условиях, толщиной 1 мм ( $n = 3,0$ ) эта неэффективность составляет 5%.

С другой стороны, по этой причине возникают и флуктуации расстояний до ближайшего к чувствительной области электрона, что, в свою очередь, вызывает ухудшение временного и пространственного разрешения детектора. Если трек проходит через анодную проволоку, то распределение расстояний до ближайшего электрона может быть записано следующим образом:

$$r(x) = 2\rho e^{-2\rho x},$$

где  $\rho$  — линейная плотность первичных ионных пар. Коэффициент 2 учитывает возможность подхода электронов с двух сторон к аноду.

Полная ширина на полувысоте ( $fwhm$ ) этого распределения для аргона при нормальных условиях равна 170 мкм. В дрейфовых камерах этот эффект заметно проявляется только на малых расстояниях до анода, и вклад его быстро убывает с увеличением пути дрейфа. Так уже на расстоянии 2 мм эта неопределенность уменьшается до 15 мкм.

## 2. Дрейф электронов

Размытие следа во время дрейфа связано в основном с диффузией электронов. При точечной ионизации электроны в

облаке распределены по Гауссову закону. Стандартное отклонение электронов от центра облака за время дрейфа  $t$  равно:

$$\sigma_{dif} = \sqrt{2Dt},$$

где  $D$  — коэффициент диффузии электронов.

Используя подвижность электронов  $\mu = v_d/E$ , где  $v_d$  — скорость дрейфа электронов;  $E$  — напряженность электрического поля в дрейфовой области,  $\sigma_{dif}$  можно записать в следующем виде:

$$\sigma_{dif} = \sqrt{2 \frac{D}{\mu} \mu t} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_k X}{e E}}.$$

Здесь  $\epsilon_k = \frac{eD}{\mu} = f(E/\rho)$  — характеристическая энергия электронов в дрейфовой области;  $\rho$  — давление газа;  $X$  — путь дрейфа.

Из этого соотношения видно, что для уменьшения ширины облака необходимо использовать большие величины полей дрейфа и следить, чтобы средняя энергия электронов осталась малой. Однако эти два параметра связаны между собой, и при высоких полях характеристическая энергия электронов увеличивается так быстро, что в результате ширина облака может даже возрасти с увеличением дрейфового поля.

Возможны два пути уменьшения диффузии электронов. Во-первых, за счет увеличения давления газа в детекторе. В этом случае при одинаковых значениях параметра  $E/\rho$  и, следовательно, при одинаковой энергии электронов приложенное поле в  $\rho$  раз больше при большем давлении. Таким образом, ширина диффузионного облака в этом случае пропорциональна  $\sim 1/\sqrt{\rho}$ . В работе [3] таким способом удалось получить высокое разрешение в дрейфовой камере, наполненной ксеноном, при давлении до 20 атм. Далее это будет более подробно рассмотрено.

Другой путь уменьшения  $\sigma_{dif}$  состоит в использовании таких газов или смесей газов, которые эффективно охлаждают дрейфующие в сильных электрических полях электроны. На рис. 3.2 [4] показано, как зависит характеристическая энергия электронов в некоторых газах от параметра  $E/\rho$ . Одним из лучших газов в этом отношении является углекислый газ —  $\text{CO}_2$ .

На рис. 3.3 [4] представлена зависимость ширины облака электронов ( $\sigma_{m.s.}$ ) в некоторых газах от величины дрейфового поля. Из рисунка видно, что в  $\text{CO}_2$  ширина облака наиболее близка к тепловому пределу. Для этого газа при дрей-

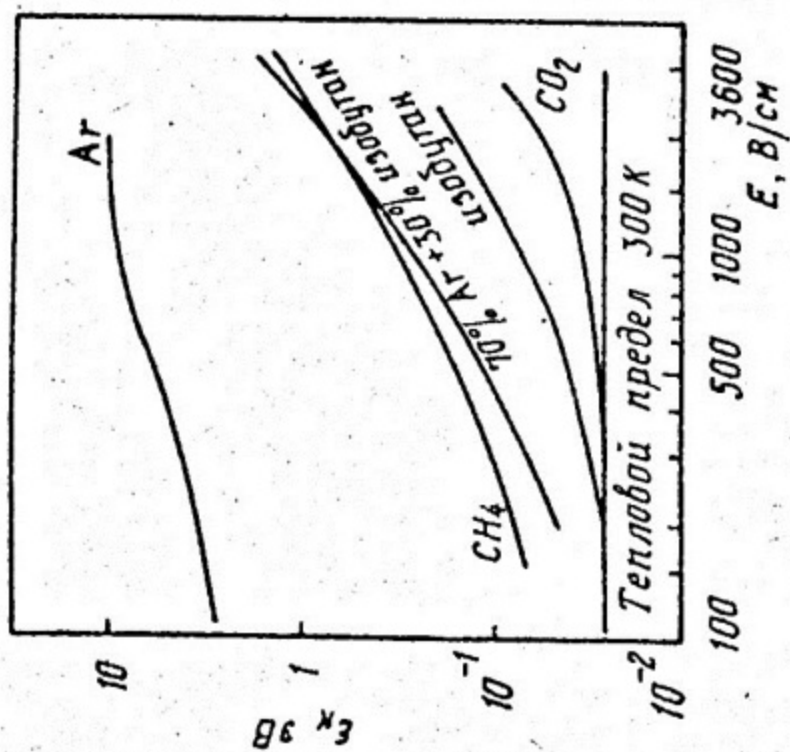


Рис. 3.2. Зависимость характеристической энергии электронов  $\epsilon_k$  в некоторых газах от напряженности электрического поля [4]

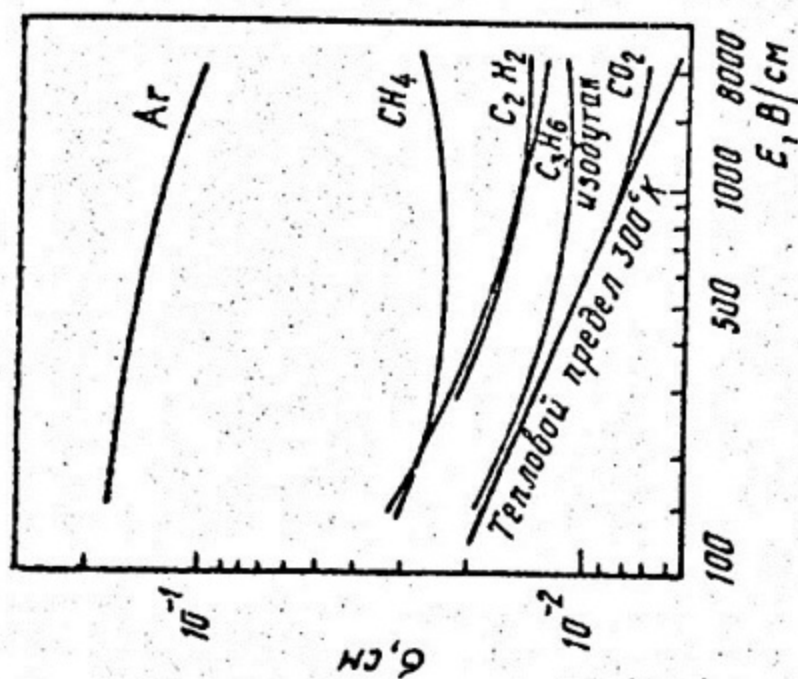


Рис. 3.3. Зависимость диффузионной ширины облака электронов ( $r_{m.s.}$ ) в некоторых газах от величины дрейфового поля [4]

фовом поле 2 кВ/см и пути дрейфа 1 см  $\sigma_{dif}$  оказалась равной 70 мкм. Для часто используемой смеси (75% аргон + 25% изобутан)  $\sigma_{dif}$  в широком интервале величин дрейфовых полей не зависит от  $E$  и равна  $\sim 200$  мкм.

### 3. Преобразование информации о следе частицы

Погрешности, связанные со съемом информации, можно разбить на две группы. К первой относятся погрешности, возникающие из-за всякого рода нестабильностей, таких как непостоянство скорости дрейфа в дрейфовых камерах, изменение во времени коэффициента газового усиления и коэффициента усиления усилителей и т.д. Как правило, эти нестабильности являются медленно изменяющимися функциями времени, и путем достаточно частых калибровок связанные с ними погрешности в принципе устраняются. В дальнейшем не будем касаться этих погрешностей. К другой группе относятся погрешности, которые нельзя устранить путем калибровок, такие, например, как шумы электроники, распространение лавины вдоль анодной проволоки и т.д.

При использовании тонких детекторов ионизация, производимая в нем частицей, мала и для преобразования в регистрируемый сигнал необходимо каким-либо способом усилить ее. Наиболее часто используют газовое усиление в больших электрических полях вблизи тонкой анодной нити. Этим способом можно достичь высоких коэффициентов усиления — до  $10^6$  и даже до  $10^7$  при использовании "магической" газовой смеси, т.е. смеси с небольшими добавками электроотрицательных газов.

Однако использование высоких коэффициентов усиления приводит к дополнительным погрешностям, возникающим под влиянием пространственного заряда положительных ионов и делокализации лавины. С другой стороны, использование малых коэффициентов усиления ограничено шумами регистрирующей электроники. Влияние пространственного заряда проявляется, в частности, в нарушении пропорциональности при различных энерговыделениях в детекторе.

На рис. 3.4 показано отношение двух пиков с энерговыделением 2,9 и 5,9 кэВ в зависимости от коэффициента газового усиления. Эти два пика в амплитудном распределении

возникают при облучении дрейфовой камеры, наполненной аргоном, рентгеновским источником  $^{55}\text{Fe}$ , причем пик с энергосодержанием 5,9 кэВ является пиком полного поглощения, а пик с энергосодержанием 2,9 кэВ возникает из-за ухода характеристических рентгеновских квантов  $K$ -уровня аргона из объема детектора. Из рисунка видно, что уже при коэффициенте усиления  $10^4$  пространственный заряд уменьшает пик полного поглощения приблизительно на 10%.

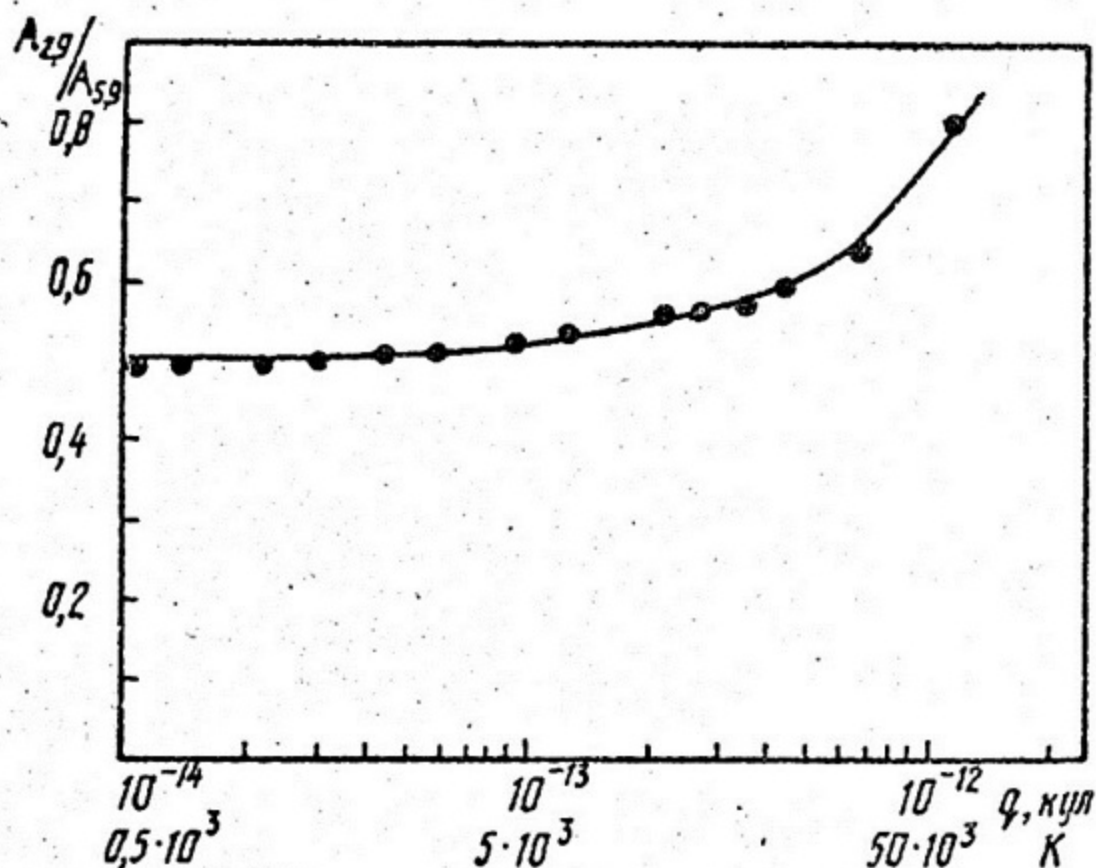


Рис. 3.4. Отношение значений максимумов амплитудных распределений при энергосодержании 2,9 и 5,9 кэВ в зависимости от коэффициента газового усиления  $K$  или от величины заряда при энергосодержании 2,9 кэВ

Другим процессом, который можно использовать для регистрации следа частицы, является электролюминесценция электронов в сильных электрических полях. В таких полях электроны в результате тормозного излучения и возбуждения атомов среды производят световую вспышку, которая может быть

зарегистрирована при помощи ФЭУ. Это явление было использовано в работах [3,5] для регистрации электронов следа в дрейфовой камере.

При электролюминесценции отсутствует размножение электронов, и, следовательно, отсутствуют создающие пространственный заряд положительные ионы. Таким образом, токовый сигнал с ФЭУ идеально повторяет форму электронного облака. Так как для регистрации используется такой малошумящий усилитель, как ФЭУ, то оказывается вполне достаточным, чтобы в среднем на каждый электрон ионизации на фотокатод появлялось порядка одного фотоэлектрона. На рис. 3.5 [6] показана интенсивность электролюминесценции как функция приложенного анодного напряжения. По оси ординат отложено число фотоэлектронов на один электрон ионизации. Эти результаты получены при следующих условиях: давление ксенона или смеси  $\text{Xe} + 1,5\% \text{N}_2$  равно 10 атм, диаметр анодной нити — 100 мкм, облучение — рентгеновские лучи — 7,9 кэВ (K-линии  $\text{Cu}$ ).

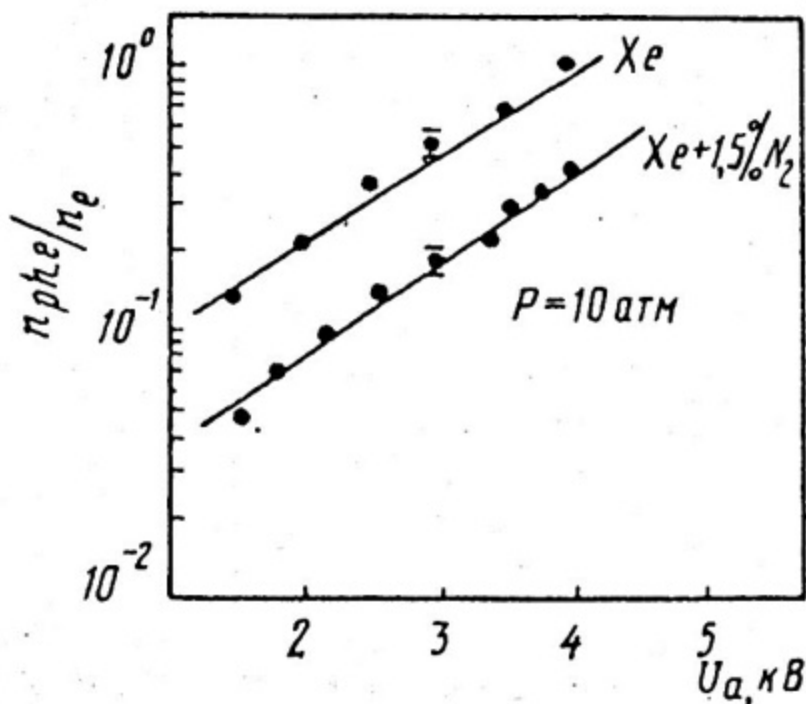


Рис. 3.5. Зависимость интенсивности электролюминесценции от приложенного анодного напряжения для чистого ксенона и с добавкой 1,5% азота [6]

Главным недостатком этого метода регистрации является ограниченный выбор газов с высокой интенсивностью электролюминесценции. Более того, газы, хорошо охлаждающие электроны в сильных электрических полях, как правило, гасят электролюминесценцию. Однако для детекторов небольших площадей, наполненных газами при повышенном давлении, этот метод регистрации является наиболее удобным, так как интенсивность электролюминесценции увеличивается пропорционально давлению.

На следе частицы образуется обычно несколько десятков или сотен электронов ионизации. Если при определении координаты частицы использовать все эти электроны, то пространственная точность детектора в этом случае может быть значительно улучшена. При использовании для временной привязки момента прихода следа к аноду  $K$ -электронов из  $n$  образовавшихся на следе пространственное разрешение дрейфовой камер связано с шириной облака следующим образом [7]:

$$\sigma_K^2 = \frac{\sigma_x^2}{2 \ln n} \sum_{i=K}^n \frac{1}{i^2},$$

где  $\sigma_x$  — ширина облака электронов. Для временной привязки к первому подошедшему электрону, т.е. при  $K = 1$ , получаем

$$\sigma_1 = \frac{\pi}{2\sqrt{3 \ln n}} \sigma_x.$$

В том случае, когда используются все  $n$  электронов, т.е. используется привязка к центру тяжести облака, пространственное разрешение равно

$$\sigma_n = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}.$$

В 1 см аргона образуется 100 электронов ионизации, и, следовательно, в этом случае  $\sigma_1 \approx 0,4 \sigma_x$ ;  $\sigma_n \approx 0,1 \sigma_x$ .

Как видно из соотношений, пространственное разрешение может быть достаточно хорошим даже при большой ширине облака электронов, если использовать метод центра тяжести. Этот метод особенно эффективен при большом числе образовавшихся на следе электронов ионизации. Для реализации его не обходимо, чтобы облако электронов регистрировалось без искажений, т.е. влияние пространственного заряда должно быть минимально. Как было показано выше, это можно осуществить

при использовании относительно невысоких коэффициентов газового усиления или при регистрации электролюминесценции электронов.

Рассмотрим конкретные способы преобразования информации.

#### 4. Дрейфовые камеры

В дрейфовых камерах место прохождения частицы определяется из измеренного времени дрейфа электронов следа до анода. Начало отсчета задается внешними устройствами, как правило, сцинтилляционными счетчиками. Сигнал окончания дрейфа вырабатывается в то время, когда электроны следа подходят к аноду и вызывают либо газовое усиление, либо электролюминесцентную световую вспышку.

В настоящее время предложены и используются дрейфовые камеры самых разнообразных конструкций. Однако лучшее пространственное разрешение получено в дрейфовых камерах с распределенным потенциалом, в которых дрейфовое поле близко к однородному (рис. 3.6).

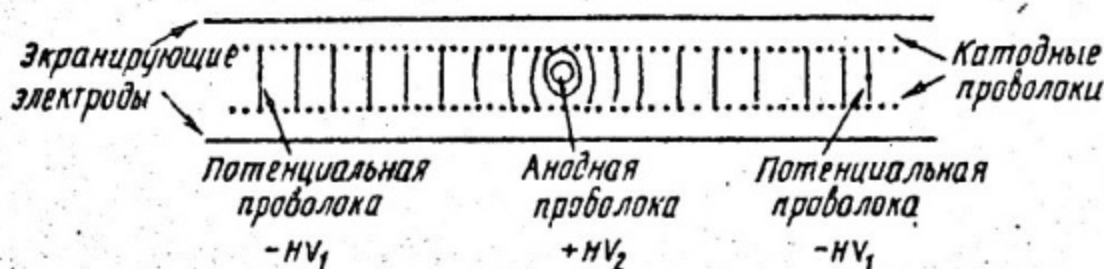


Рис. 3.6. Принципиальная конструкция дрейфовой камеры с распределенным потенциалом

Основным источником погрешностей в дрейфовой камере является диффузия электронов. При малых путях дрейфа дают вклад также электроника и статистика первичных ион-электронных пар. На рис. 3.7 [10] приведено пространственное разрешение в зависимости от пути дрейфа, полученное при по-

дены преобразованной камерой аналогичной той, что показана на рис. 3.6. На рис. 3.7 также представлены бланки вклада различных погрешностей. Пространственное разрешение камеры, в которой использовалась обычная аргон-азобутановая смесь при нормальных условиях и временная привязка осуществлялась по переднему фронту импульса, оказалось равным 60 мкм при дрейфе электронов 1 см.

В работе [3] для уменьшения диффузии использовался ксенон при давлении до 20 атм. Для определения пространственного разрешения производился временной анализ разности моментов прихода электронов следа в двух последовательно расположенных по пучку камерах. В то же время принимались меры для того, чтобы падающий на камеры пучок не имел расходимости. Распределение разности моментов прихода электронов следа изображено на рис. 3.8. Сплошной кривой на том же рисунке изображено распределение Гаусса, отнормированное в максимальном канале. Наличие "хвостов" в распределении можно объяснить влиянием энергичных  $\delta$ -электронов и многократным рассеянием частицы в камере.

Из полученного распределения находилось среднеквадратичное отклонение  $\sigma_{\Delta}(t)$ . Затем, полагая, что обе камеры независимы, определялось среднеквадратичное отклонение для отдельной камеры как  $\sigma_{\Delta}(t)/\sqrt{2}$ .

В рассматриваемой работе была осуществлена временная привязка к центру тяжести сигнала. Здесь этот метод должен быть особенно эффективным, так как на следе выделялось много электронов,  $n \approx 100 \cdot P$  ( $P$  - давление, атм). Кроме того, осуществить этот метод было достаточно просто, так как для регистрации электронов следа использовалось явление электролюминесценции, следовательно, форма облака регистрировалась без искажений. Реализация этого метода была осуществлена следующим образом: сигналы с ФЭУ поступали на вход усилителей, где они интегрировались и формировались в биполярные импульсы, затем детекторы нуля производили привязку к точке пересечения нулевого уровня.

Сразу два фактора улучшали пространственное разрешение при увеличении давления ксенона; уменьшалась диффузия  $\sigma_x \sim 1/\sqrt{P}$  и увеличивалось число электронов на следе, что, в свою очередь, уменьшало разрешение как  $\sim 1/\sqrt{P}$ . Таким образом, можно ожидать, что пространственное разрешение должно быть пропорционально  $\sim 1/P$ . На рис. 3.9 показано простран-

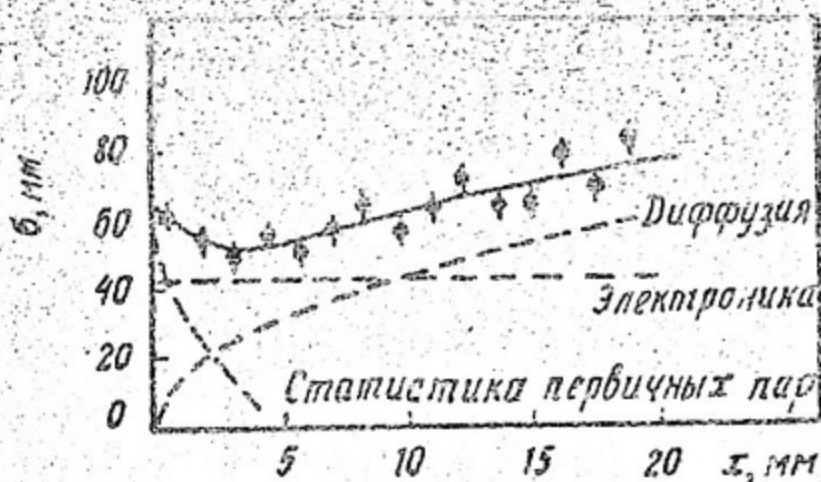


Рис. 3.7. Пространственное разрешение дрейфовой камеры с распределенным потенциалом как функция пути дрейфа. Пунктирные кривые – вклад в разрешение различных процессов и регистрирующей электроники [10]

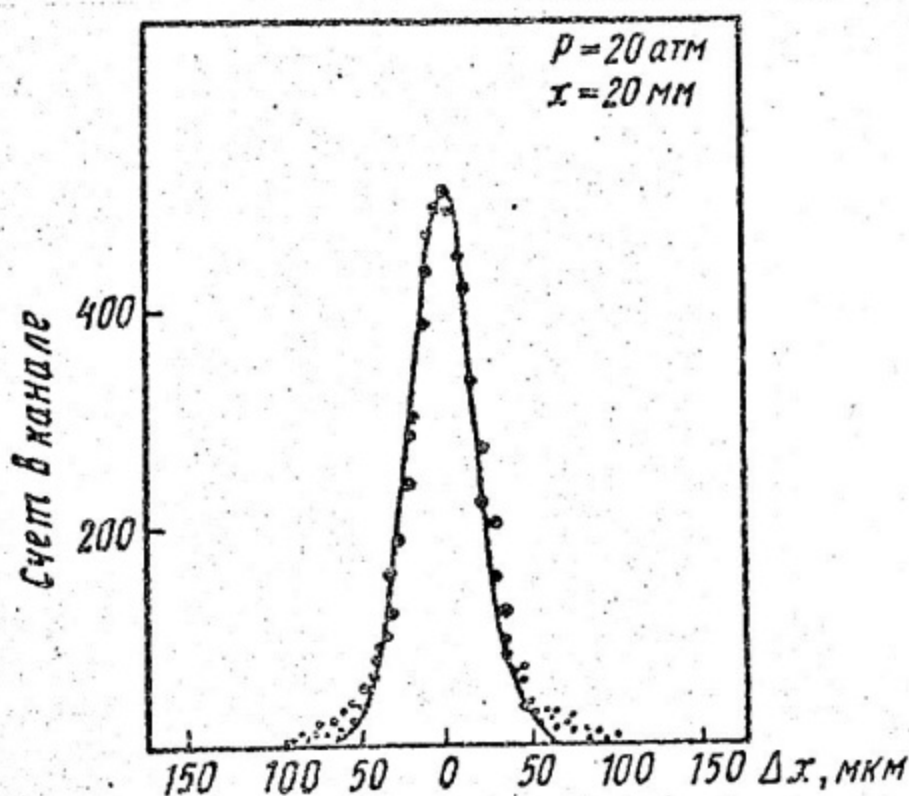


Рис. 3.8. Распределение разности центров тяжести следа частицы в сдвоенной дрейфовой камере [12]

венное разрешение в зависимости от пути дрейфа при различном давлении ксенона. На рисунке представлены данные двух серий измерений, которые отличаются друг от друга величиной расходимости пучка частиц. В первой серии измерений (на рисунке светлые точки) эта величина составляла  $\pm 3,5$  мрад, что давало максимальное смещение треков  $\pm 18$  мкм. Во второй серии измерений эта величина была уменьшена соответственно до  $\pm 1,8$  мрад и  $\pm 9$  мкм.

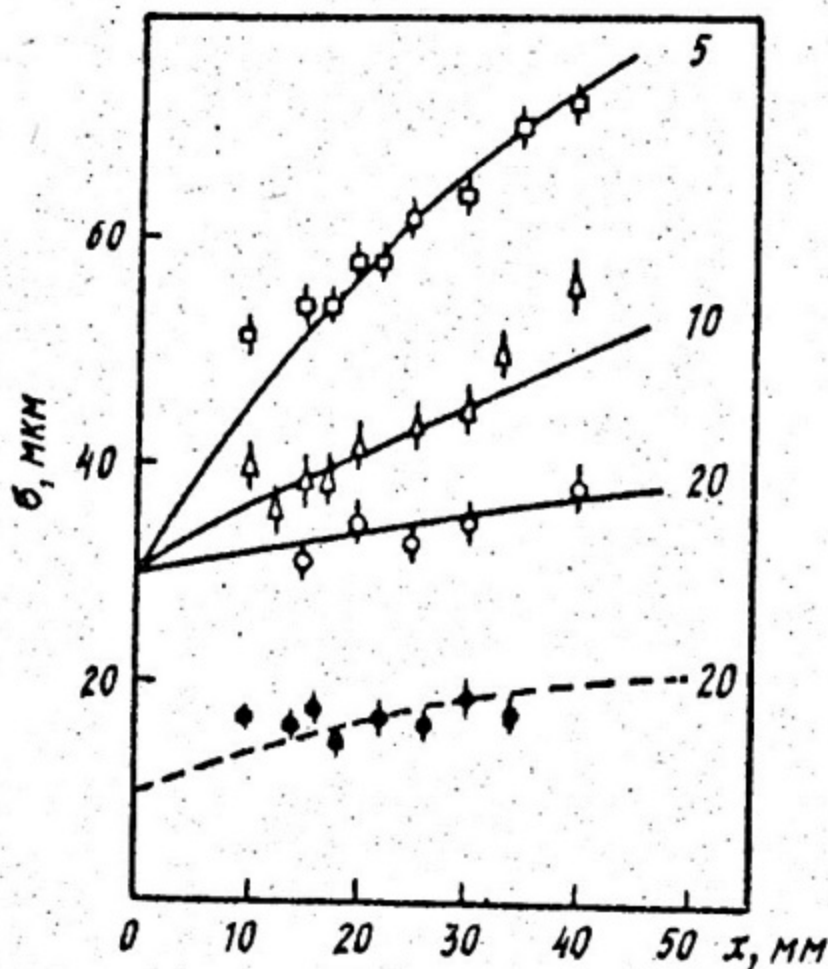


Рис. 3.9. Пространственное разрешение дрейфовой электролюминесцентной камеры: 5, 10, 20 – давление ксенона в атмосферах;  $\circ$   $\Delta$   $\square$  – данные первой серии измерений;  $\bullet$  – данные второй серии измерений. Кривые – фит функции  $\sigma = \left( \sigma_0^2 + \frac{\sigma_x^2 \cdot x}{100 \text{ КР}^2} \right)^{1/2}$ , где  $\sigma_0 = 30,9$  мкм для сплошных кривых;  $\sigma_0 = 10$  мкм для пунктирной кривой;  $\frac{\sigma_x}{\sqrt{K}} = 1850$  мкм

Кривыми на рисунке показаны фит-функции  $(\sigma_0^2 + \frac{\sigma_x^2 \cdot x}{100KP^2})^{1/2}$ ,

которые являются квадратичной суммой некоторого постоянно-го члена, не зависящего ни от давления  $P$ , ни от пути дрейфа  $x$ , и члена, связанного с диффузией  $\sigma_x$ . Появление постоянного члена обусловлено, по-видимому, расходимостью пучка. Для первой серии измерений  $\sigma_0 = 30,9$  мкм, для второй —  $\sigma_0 = 10$  мкм. Коэффициент  $K$  учитывает долю участвующих во временной привязке электронов. Используя ширину облака  $\sigma_x$ , измеренную непосредственно по ширине сигнала с ФЭУ, было найдено, что  $K \approx 0,1$ . Это говорит о том, что метод центра тяжести был реализован не полностью.

Наилучшее пространственное разрешение было получено во второй серии измерений при давлении ксенона 20 атм. Оно оказалось равным 16 мкм при дрейфе электронов 20 мм, причем вклад диффузии в это разрешение составил 12 мкм.

#### Б. Пропорциональные камеры с индуцированным съемом информации

Развиваемый в последнее время группой *G. Шарпак* метод съема информации с пропорциональной камеры, использующий индуцированный на катоде сигнал, по-видимому, обладает такой же разрешающей силой, как и дрейфовые камеры. В работе [8] был описан метод прямого измерения центроида заряда, индуцированного на катоде. Суть метода заключается в следующем: катодные плоскости разбиваются на полосы с независимыми каналами регистрации, связанными на линию с ЭВМ. Регистрируется распределение индуцированного на эти полосы заряда для каждого индивидуального события, и при помощи ЭВМ находится координата его центра тяжести.

Отметим некоторые положительные качества этого метода:

— высокое быстродействие — время записи сигнала может происходить в течение  $\sim 50$  нс;

— высокая точность метода. Точность определения центроида заряда не хуже 85 мкм (*r.m.s.*) для релятивистских частиц;

— используя амплитудную информацию с двух катодов с ортогональными полосками, устраняются неопределенности при многотрековых событиях.

Более фундаментальное исследование возможностей этого метода было проведено в работе [9], в которой изучался механизм образования индуцированного импульса и факторы, влияющие на точность, при этом использовалась пропорциональная камера со следующими характеристиками: диаметр анодных проволочек 10 мкм, расстояние между анодами 2 мм, расстояние между катодными плоскостями 8 мм, диаметр катодных проволок 50 мкм и расстояние между ними 0,5 мм. Все катодные проволоки объединены в группы по 6 штук, образуя полоски. Газовое наполнение - аргон или ксенон (55%), изобутан (38%) и метилаль (7%). В некоторых измерениях добавлялся фреон-13В1 (0,5%) для получения "магической" смеси.

Рассмотрим качественно формирование индуцированного сигнала. Положительный точечный заряд  $q$  наводит индуцированный отрицательный заряд на всех окружающих его электродах, причем в сумме этот заряд равен  $-q$ . При изменении позиции заряда индуцированный заряд перераспределяется между электродами, но сумма остается  $-q$ . Если заряд близок к одному из электродов, то на этом электроде индуцируется заряд  $-q$  и 0 на всех остальных электродах.

На практике измеряется не сам заряд, а изменение его величины в течение некоторого отрезка времени. В нашем случае отрезок времени определяется шириной ворот. Если следить за индуцированным зарядом на одном из электродов, то  $\Delta q$  будет определяться разностью в величинах наведенных зарядов между начальным и конечным моментами ворот. В начальный момент времени заряд положительных ионов располагается вблизи анода, и все его силовые линии оканчиваются на этом электроде. Таким образом, на аноде индуцируется заряд  $-q$  и 0 на других электродах. Следовательно, изменение величины индуцированного заряда  $\Delta q$  для всех электродов определяется положением заряда  $q$  в конечный момент времени.

Выберем систему координат так, как показано на рис. 3.10. Пусть плоскость  $Y$  имеет полосы, перпендикулярные анодным нитям, а плоскость  $X$  - параллельные анодам, точечный заряд движется от анода к плоскости  $Y$ . Тогда индуцированный заряд будет изменяться во времени следующим образом: на катодной плоскости  $X$  и соседних анодных проволоках  $b$  и  $c$  индуцированный заряд будет сначала по величине возрастать по мере отхода положительных ионов от анода, а затем, достигнув максимума, начнет уменьшаться.

На катодной плоскости  $Y$  индуцированный заряд по величине будет монотонно возрастать, а на аноде, напротив, монотонно убывать.

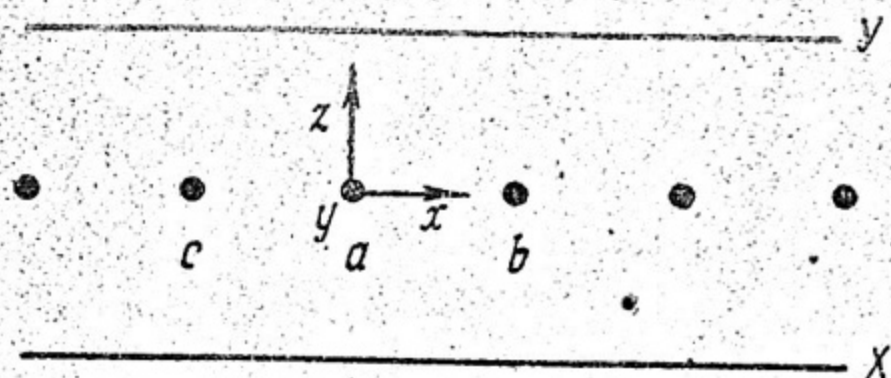


Рис. 3.10. Система координат в пропорциональной камере с индукционным съемом

Величины наведенных на плоскости  $X$  и  $Y$  зарядов наиболее чувствительны к изменению положения  $q$  по оси  $Z$ , в то время как на соседних анодных проволоках они наиболее чувствительны к изменению по оси  $X$ . Отношения наведенных зарядов  $q_y/q_x$  и  $q_b/q_c$  также определяют положение заряда  $q$  соответственно по осям  $Z$  и  $X$ , но при этом устраняется зависимость от величины  $q$ .

При малой ширине ворот положительные ионы не успевают выйти из области радиального поля у анода, и, таким образом, в момент окончания ворот располагаются в какой-либо точке окружности, центр которой совпадает с анодом. Если облучать камеру равномерно по всему объему, то положительные ионы можно найти в любой точке этой окружности. На рис. 3.11 показано двумерное распределение отношений  $q_y/q_x$  и  $q_b/q_c$  при равномерном облучении камеры, наполненной ксеоном, рентгеновскими лучами с энергией 1,5 кэВ (К - линия  $Ac$ ). Как и следовало ожидать, точки располагаются по окружности.

В рассматриваемой работе исследовалось пространственное разрешение при облучении камеры рентгеновскими квантами малой энергии (1,5 и 5,9 кэВ) через коллиматор шириной 10 мкм. Координата  $Y$  определялась по центру тяжести

наведенного заряда в плоскости  $Y$ . Координата  $X$  определялась двумя способами - по центру тяжести наведенного заряда в плоскости  $X$  и по отношению  $q_v/q_c$ . Во всех измерениях ширина ворот равнялась 100 нс. На рис. 3.12 показаны соотношения между истинной координатой и значениями  $\bar{y}'$ ,  $\bar{x}'$  и  $q_v/q_c$ . Пространственное разрешение по координате  $Y$  оказалось равным  $\sigma_y \approx 35$  мкм (г.т.с.) при ксеноновом наполнении и  $\sigma_y \approx 45$  мкм при наполнении аргоном.

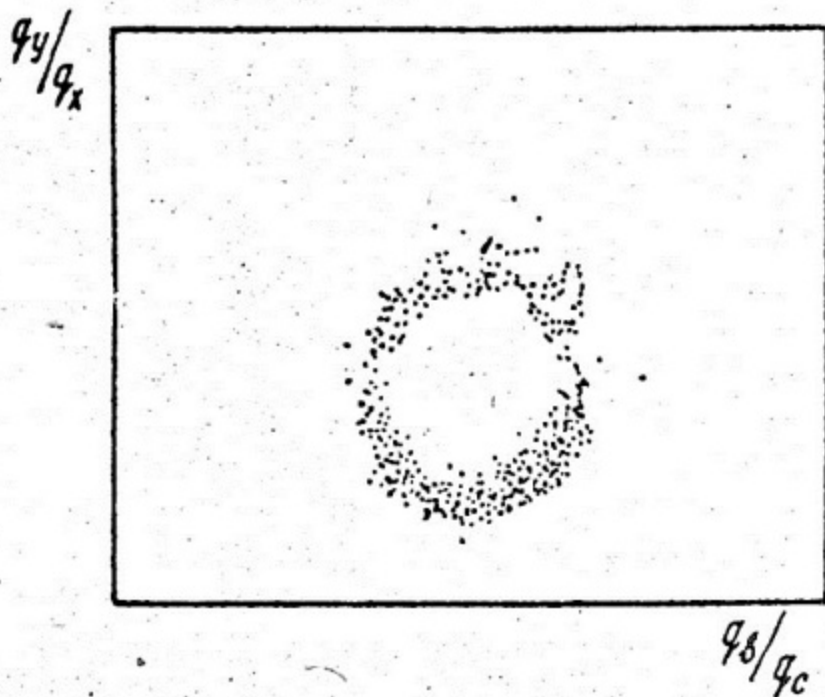


Рис. 3.11. Двумерное распределение отношений  $q_y/q_x$  и  $q_v/q_c$  при равномерном облучении камеры, наполненной смесью ксенон + изобутан + метилаль, рентгеновскими лучами с энергией 1,5 кэВ (К - линия  $Al$ ) [9]

Пространственное разрешение координаты  $X$  оказалось значительно хуже:  $\sigma_x \approx 300$  мкм при использовании  $X'$  информации и  $\sigma_x \approx 150$  мкм при использовании  $q_v/q_c$  отношения. Столь большая разница связана с тем, что при заданной ширине ворот смещение положительных ионов по направлению  $X$  приблизительно в 10 раз меньше, чем истинное изменение положения источника рентгеновских лучей. Это и приводит к тому, что точность определения координаты  $X$  также ухудшается приблизительно в 10 раз.

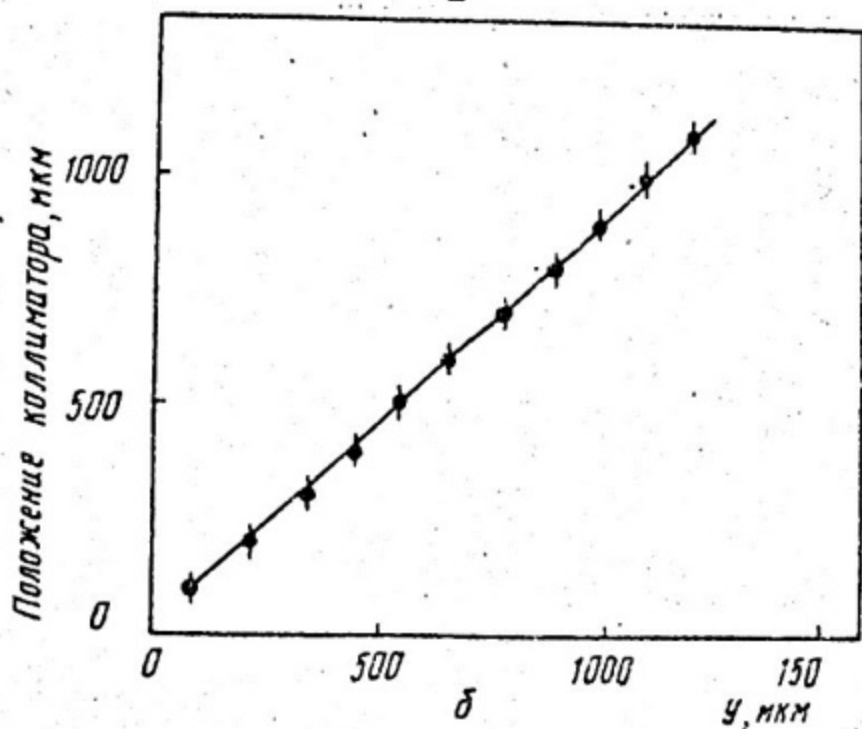
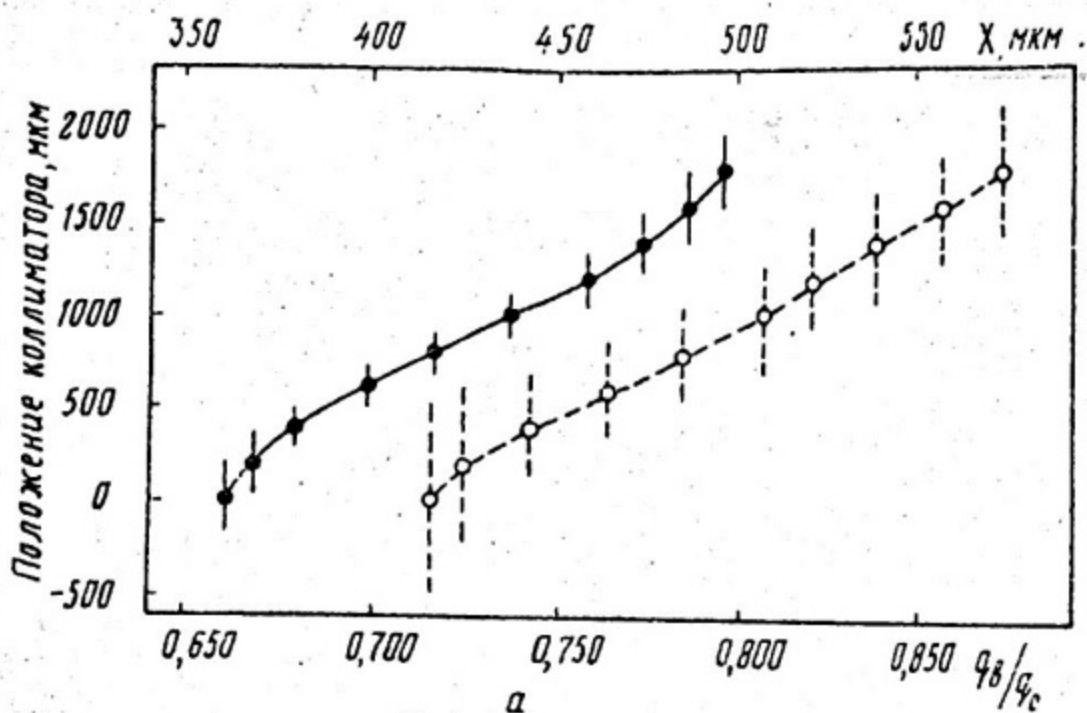


Рис. 3.12. Соотношение между истинным положением коллиматора и координатой  $x$  ( $a$ ), полученной по центру тяжести сигнала: в плоскости  $X$  (пунктирная кривая) и по отношению  $q_b/q_c$  (сплошная кривая). Координата  $y$  ( $\delta$ ) получена по центру тяжести сигнала в плоскости  $Y$  [9]

Следующие причины влияют на пространственное разрешение в данном методе:

1) шумы электроники. В работе вклад шумов электроники при используемых коэффициентах газового усиления оценивается величиной 10 мкм;

2) диффузия электронного облака. На пути дрейфа 4 мм ширина облака составляет 200 мкм. В данном методе в выработке сигнала участвуют все образовавшиеся на следе электроны. Таким образом, центр тяжести облака флуктуирует как  $200/\sqrt{n}$  мкм. Для квантов с энергией 1,5 кэВ  $n \approx 60$  и, следовательно,  $\sigma_n \approx 25$  мкм;

3) флуктуации, связанные с развитием лавины. Оценки показывают, что вклад этих флуктуаций приблизительно такой же, как и от диффузии.

Эти три причины в сумме дают среднеквадратичное отклонение центра облака  $\sigma \approx 37$  мкм и, таким образом, объясняют измеренное пространственное разрешение. Кроме перечисленного, возможно влияние на ширину облака распространения фотонов из лавины. Вклад этого процесса трудно оценить, и величина его сильно зависит от природы используемого газа.

#### Список литературы

1. Ритсон Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. М., "Наука", 1964.
2. Kobetich E.J., Katz R. Phys.Rev., 1968, v.170, p.391.
3. Баскаков В.И., Васильев П.С., Гавриленко И.Л. и др. Препринт ИФВЗ, ОЗФ77-90, 1977.
4. Palladino V., Sadoulet B. Nucl.Instr.Meth., 1975, v.128, p.323.
5. Charpak G., Majewski S., Sauli F. Nucl.Instr.Meth., 1975, v.126, p.381.
6. Алиханян А.И., Баскаков В.И. и др. Препринт ФИАН № 151, 1977.  
Proc.Int.Symp. on transition radiation on high energy particles, Yerevan, 1977, p.256.
7. Sauli F. "Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers", Lectures given in the CERN, CERN 77-09, 1977.

8. Breskin A. et al. Nucl.Instr.Meth., 1977, v. I43, p.29.
9. Charpak G. et al. "Progress in High-Accouracy Proportional Chambers", CERN, 29 July 1977, subm. to Nucl. Instr.Meth.
10. Filatova N.A. et al. "Study of drift chambers system for  $K^-e$  scattering experiment at Fermi National Accelerator Laboratory", subm. to Nucl.Instr.Meth., September, 1976.
-

## Л е к ц и я 4

### ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ПОМОЩИ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (РПИ)

#### В В Е Д Е Н И Е

Идентификация частиц — одна из наиболее важных задач физики высоких энергий. Основным детектором, позволяющим до последнего времени успешно решать эту задачу, является газовый черенковский счетчик. Однако с ростом энергии частиц увеличиваются размеры черенковских детекторов, что затрудняет их использование в экспериментах.

Переходное излучение, теоретически предсказанное Франком и Гинзбургом [1], является другим альтернативным явлением, которое также можно применять для идентификации частиц. В настоящее время основные усилия направлены на создание практических приборов, использующих переходное излучение в рентгеновском диапазоне.

В широко используемых установках по регистрации РПИ радиаторами являются стопки пленок из вещества с малым атомным номером, а детекторами служат пропорциональные камеры, наполненные криптоном или ксеноном. Подобная установка впервые в физическом эксперименте на ускорителе была использована группой из ЦЕРНа под руководством *J. Willis*. В этом эксперименте надежно выделялись из адронного фона электроны с лоренц-фактором  $\gamma > 2 \cdot 10^3$ .

С ростом энергии переходное излучение можно использовать для идентификации более тяжелых, чем электрон, частиц. В течение ближайших 10–15 лет средние энергии вторичных частиц, по-видимому, не превысят 100–200 ГэВ. При этом величина лоренц-фактора для пиона составит  $\gamma_\pi \approx 10^3$ . Таким образом, задача надежной регистрации переходного излучения от заряженных частиц с  $\gamma \lesssim 10^3$  является в настоящий момент актуальной, для успешного решения которой необходимо усовершенствовать как радиатор, так и методику регистрации квантов РПИ.

В работе [2] качественно рассматривались различные материалы для радиаторов РПИ, и в результате сделан основной вывод – наибольшей эффективностью генерации РПИ обладают радиаторы из материалов с малым атомным номером, такие как  $LiH$ ,  $Be$ ,  $Li$ . Это особенно проявляется при оптимизации параметров радиатора в области относительно малых  $\gamma$ , так как в этом случае средняя энергия излучаемых квантов мала, и самопоглощение радиатора играет первостепенную роль в его эффективности.

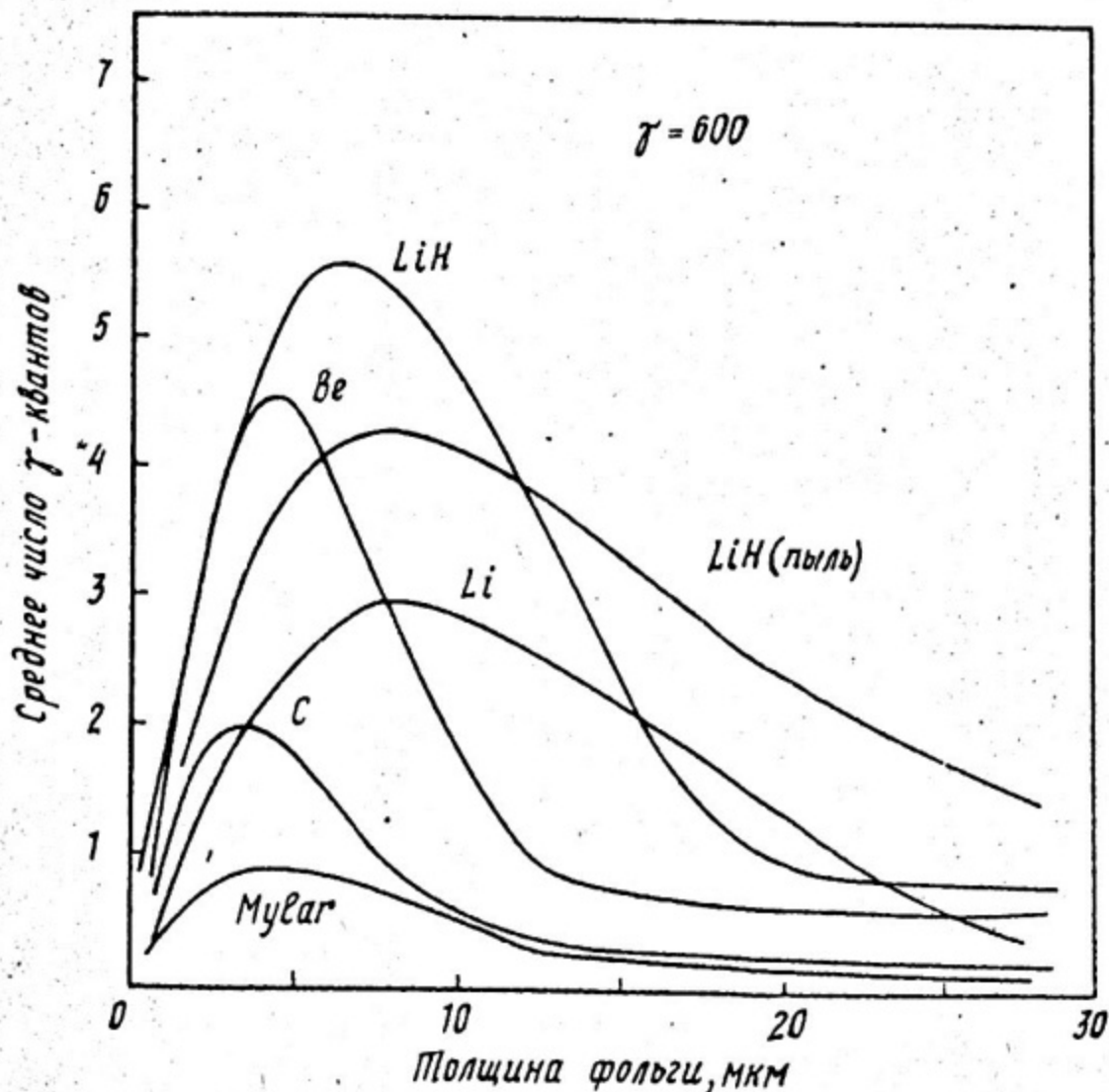


Рис. 4.1. Среднее число квантов РПИ, генерированных заряженной частицей с  $\gamma = 600$ , в радиаторе из различных материалов, в зависимости от толщины фольги. Для  $LiH$  пыли по оси абсцисс отложен средний диаметр пылинок

Более точные числовые расчеты эффективности радиаторов из различных материалов представлены в работах [3, 4]. На рис. 4.1 показана зависимость среднего числа квантов РПИ на одну заряженную частицу с  $\gamma = 600$  от толщины фольги для различных материалов. Из рисунка видно, что при выборе оптимальной толщины фольги даже для такой малой величины  $\gamma$  эффективность радиаторов из  $LiH$ ,  $Be$  и  $Li$  остается достаточно высокой.

На этом же рисунке показаны результаты расчетов для непериодического радиатора — пыли из  $LiH$  во взвешенном состоянии. В этом случае по оси абсцисс отложена величина диаметра пылинок. Эффективность такого радиатора оказалась не намного хуже периодического радиатора из того же материала, в то время как практическая реализация его значительно упрощается.

Угол излучения РПИ весьма мал и приближенно равен  $\sim 2/\gamma$ . При таком угле разлета частица и рентгеновские кванты регистрируются в детекторе на очень малых друг от друга расстояниях. Поэтому наиболее часто используемые в качестве детекторов пропорциональные камеры измеряют сумму ионизационных потерь заряженной частицы (которые являются в данном случае фоном) и фотоэлектронов от квантов РПИ. Это недостаток подобных детекторов, так как энерговыделение от рентгеновских квантов приблизительно такое же по величине, как и от ионизационных потерь частицы, и их совместная регистрация не позволяет надежно выделять события с РПИ.

Естественным усовершенствованием метода детектирования РПИ является раздельная регистрация ионизационных потерь частиц и квантов переходного излучения. В принципе отделение РПИ от траектории заряженной частицы можно осуществить, отклоняя частицу в магнитном поле. При высоких энергиях угол отклонения в магнитном поле частицы с импульсом  $P$  можно выразить следующим образом:

$$\varphi_H \approx \frac{30Bl}{m} \cdot 1/\gamma,$$

где  $B$  — индуктивность магнитного поля; кгс;  $l$  — путь в магнитном поле, м;  $m$  — масса частицы, МэВ.

Для пиона угол отклонения в магнитном поле сравнивается с углом излучения переходного кванта при  $B l \approx 10$  кгс·м. Большая стоимость и громоздкость магнитов, необходимых для создания таких магнитных полей, сильно ограничивает применение метода магнитного отклонения. Более удобно использо-

вание "естественного" угла излучения РПИ. Для того чтобы иметь возможность при умеренной базе разлета (порядка 1 м) раздельно регистрировать трек частицы и переходные кванты, детектор должен обладать хорошим пространственным разрешением двухчастичных событий. Из используемых в настоящее время электронных детекторов наилучшим двухчастичным разрешением обладает дрейфовая камера.

В совместной работе МИФИ и ФИАН [6] сделана попытка раздельной регистрации трека частицы и переходных квантов при помощи сдвоенной электролюминесцентной дрейфовой камеры. Остановимся подробнее на этой работе,

### 1. Принцип регистрации РПИ

Принцип регистрации РПИ показан на рис. 4.2. Переходное излучение из-за перегородки между камерами регистрируется только в первой по пучку камере, в то время как частица образует сигнал в обеих камерах. В первой камере образуется два сигнала — от рентгеновского кванта (на рисунке заштрихован) и от самой частицы. Степень их перекрытия зависит от угла излучения и от расстояния между радиатором и детектором.

Возможны два способа использования пространственной информации в подобной камере.

Подавление сигнала от ионизационных потерь. В момент подхода электронов следа частицы к аноду включается электронная схема, вырабатывающая ворота запрета, и часть сигнала, попавшая в полосу шириной  $Y$ , исключается из суммарного энерговыделения. Вторая камера в данном случае служит для синхронизации момента включения ворот запрета. При наличии перекрытия сигналов от РПИ и ионизационных потерь уменьшаются оба этих сигнала, однако сигнал ионизации подавляется более эффективно, так как максимум его всегда находится в середине ворот запрета.

Описанный способ является развитием обычного метода выделения событий с квантами РПИ при помощи амплитудного отбора и при оптимальном выборе ширины ворот запрета эквивалентен уменьшению толщины детектора без существенных потерь в эффективности регистрации РПИ.

Смещение центров тяжести зарядов в двух камерах. В том случае, когда релятивистская частица не сопровождается квантами РПИ, в обеих камерах образуются сигналы близкие по форме, и смещение их центров тяжести  $\Delta x$  оказывается малым по величине. В случае же, когда в первой камере зарегистрирован квант РПИ, центр тяжести суммарного заряда в ней значительно сместится в направлении этого кванта. Таким образом, признаком события с квантом РПИ является превышение величины  $\Delta x$  некоторого порогового значения. Данный способ является независимым критерием отбора событий с РПИ, который можно использовать совместно с амплитудным отбором.

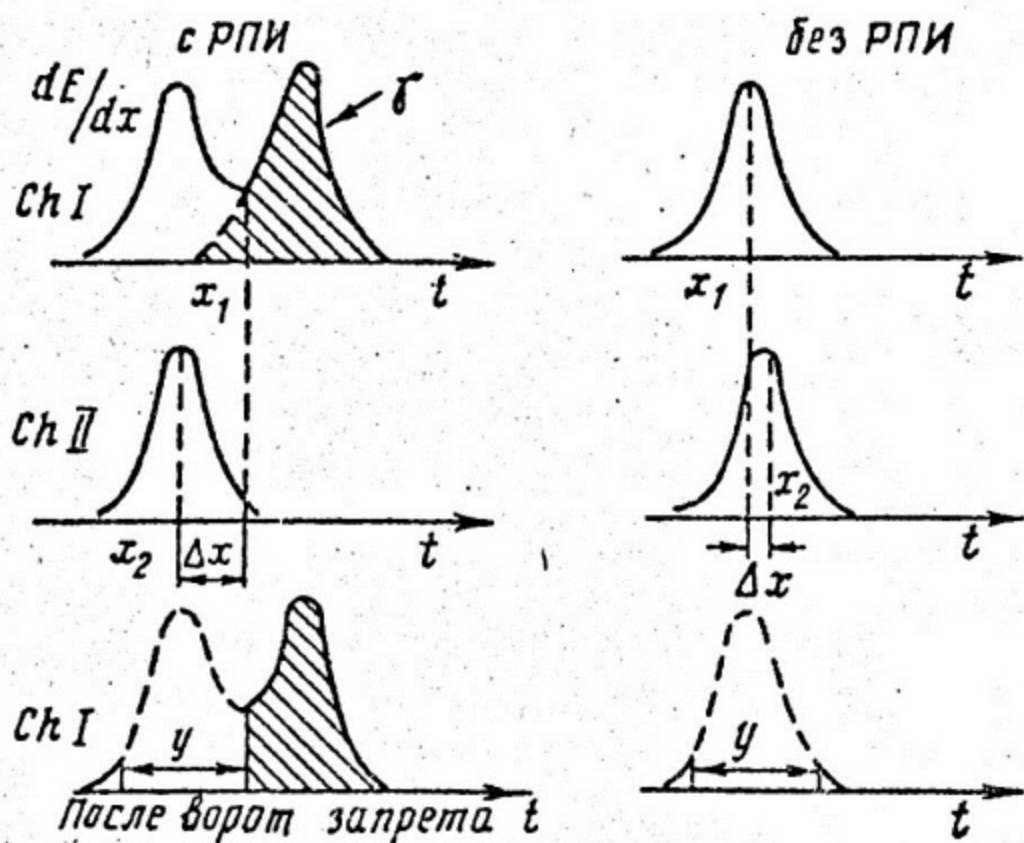


Рис. 4.2. Формы сигналов с дрейфовых камер при наличии квантов РПИ и в случае только ионизационных потерь:  $y$  — ширина ворот запрета;  $\Delta x$  — смещение центров тяжести заряда в двух камерах

## 2. Описание установки

Исследование регистрации РПИ описанными выше методами было проведено на пучке частиц с импульсом 3,5 ГэВ/с протонного ускорителя ИФВЭ (Серпухов). Схема установки показана на рис. 4.3. Радиатор РПИ содержал 1000 майларовых пленок толщиной 25 мкм с зазором между ними 1,5 мм. Расстояние между радиатором и детектором составляло 1 м. Частицами, которые давали переходное излучение, были электроны. Система выделения электронов включала в себя газовый пороговый черенковский счетчик  $C$  и ливневый спектрометр из свинцового стекла  $L$ . При регистрации РПИ от электронов необходимо учитывать, что основной вклад в величину угла между квантом и электроном вносит многократное рассеяние в веществе радиатора. Тем не менее в данных измерениях этот угол был эквивалентен углу излучения РПИ от  $\pi$ -мезонов с энергией  $\sim 700$  ГэВ.

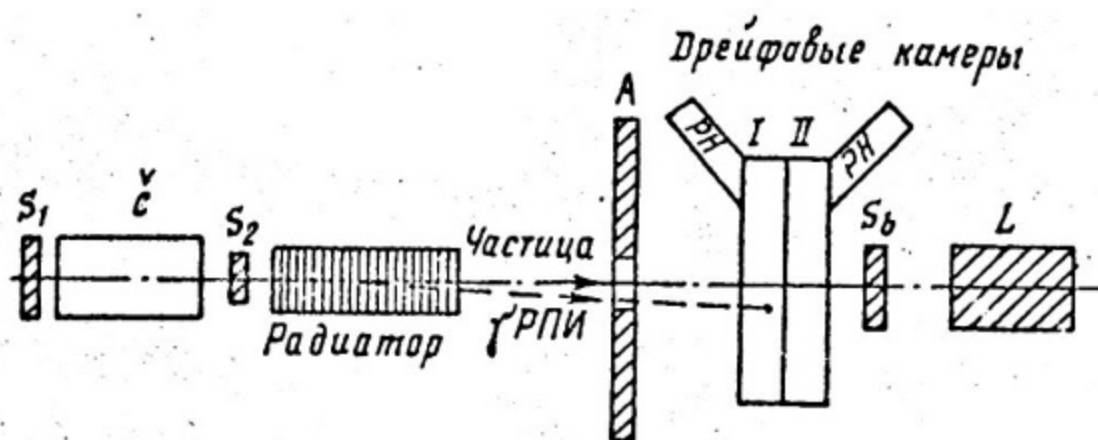


Рис. 4.3. Схема установки:  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $A$ ,  $S_б$  - сцинтилляционные счетчики;  $C$  - пороговый газовый черенковский счетчик;  $L$  - ливневый спектрометр из свинцового стекла

В качестве детектора РПИ использовалась та же двойная дрейфовая камера, что и в работе [5], подробно рассмотренная в третьей лекции настоящего пособия. В дополнение приведем некоторые характеристики этой камеры, важные для регистрации переходного излучения. Энергетическое разрешение камеры оказалось равным 20% ( $f_{whm}$ ) для рентгенов-

ских лучей с энергией 17,3 кэВ (К - линия Mo). Для релятивистских частиц ширина амплитудного распределения составила 58% ( $fwhm$ ). Одной из наиболее важных характеристик дрейфовой камеры для данной методики является ширина сигнала, которая определяется шириной облака электронов. При давлении ксенона 10 атм ширина облака оказалась равной 0,5 мм после дрейфа 1 см, и эта ширина очень слабо зависит от приложенного дрейфового поля.

### 3. Основные результаты

Эффективность регистрации РПИ по методу смещения центра тяжести заряда зависит от того, насколько отличается ширина распределений смещений  $\Delta x$  при наличии квантов РПИ и в случае их отсутствия. Распределение смещений  $\Delta x$  для  $\pi$ -мезонов, т.е. в случае только ионизационных потерь, представлено на рис. 3.8. Для электронов без радиатора распределение имеет аналогичный вид. Распределение  $\Delta x$  для электронов с радиатором показано на рис. 4.4. Узкий пик в центре распределения соответствует событиям, в которых не был зарегистрирован квант РПИ. В дальнейшем такие события будем называть  $dE/dx$  событиями. События, в которых был зарегистрирован квант переходного излучения, будем называть событиями с РПИ.

Чтобы оценить эффективность исследуемой методики, необходимо исключить из распределения  $\Delta x$  для электронов с радиатором  $dE/dx$  события, которые в данном случае составляют приблизительно половину от их полного числа. Заштрихованная диаграмма есть распределение  $\Delta x$  после вычитания  $dE/dx$  событий ( $fwhm \approx 460$  мкм). В дальнейшем из всех экспериментальных распределений для электронов с радиатором подобным образом вычитались  $dE/dx$  события.

На рис. 4.5 видно, как улучшается режекция событий с РПИ и без РПИ при использовании ворот запрета. Увеличение ширины ворот запрета свыше  $\pm 110$  мкм незначительно улучшает режекцию. По-видимому, для более эффективного использования этого метода необходимо помещать детектор на большем расстоянии от радиатора.

Наиболее эффективно события разделяются на события с РПИ и без РПИ при использовании одновременно амплитудной и пространственной информации. На рис. 4.6 изображены дву-

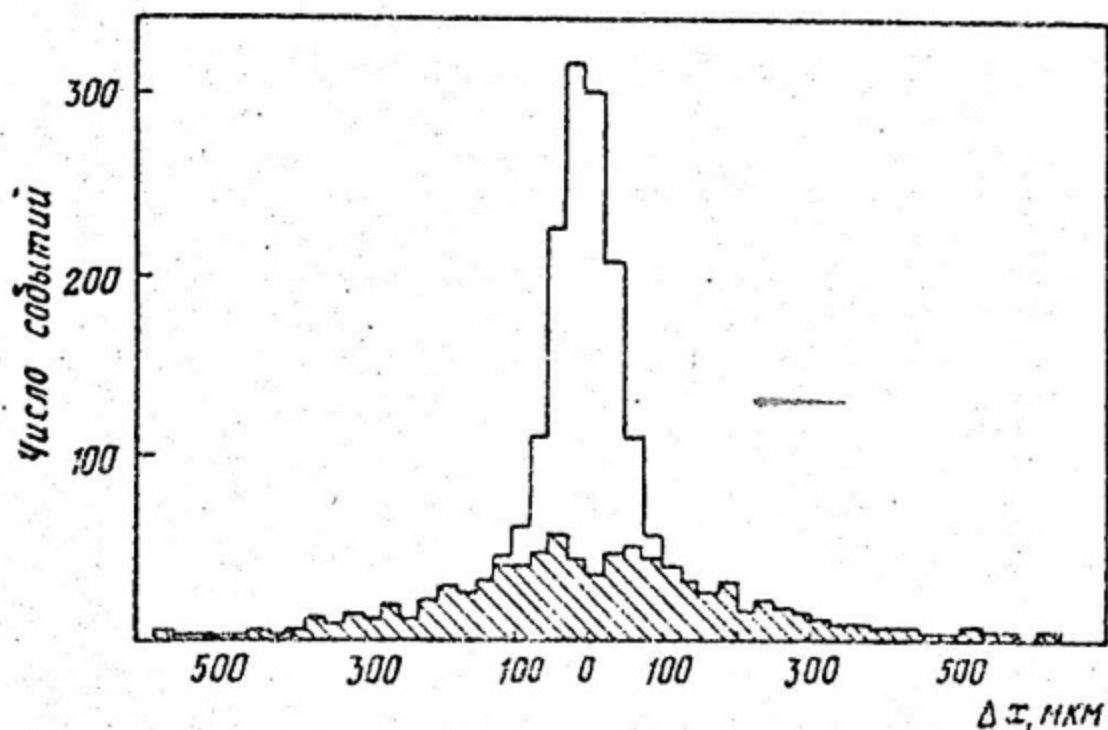


Рис. 4.4. Распределение смещений центров тяжести заряда в двух дрейфовых камерах для электронов, проходящих через радиатор. Заштрихованная гистограмма – распределение после вычитания событий без квантов РПИ

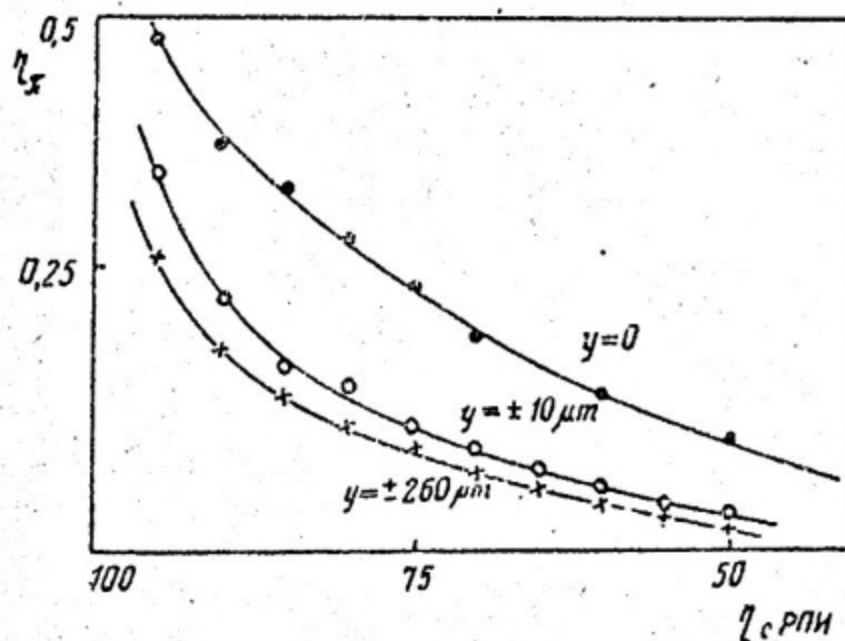


Рис. 4.5. Эффективность регистрации  $\pi$ -мезонов при заданной эффективности регистрации событий с РПИ при различных величинах  $y$

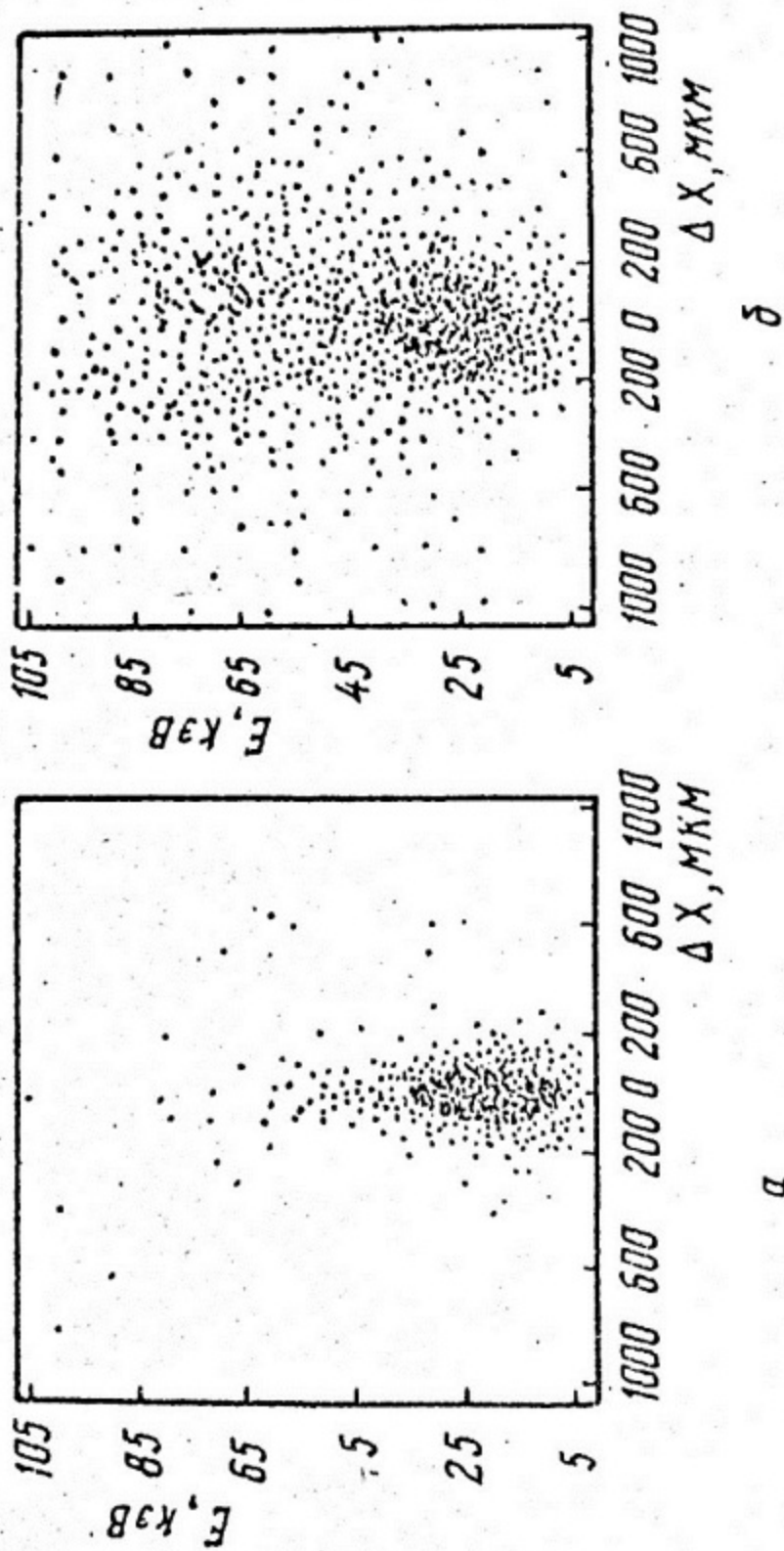


Рис. 4.6. Двумерные распределения  $E - \Delta x$  для  $\mu$ -мезонов (а) и для событий с РПИ (б)

мерные распределения событий для  $\pi$ -мезонов (а) и для электронов с радиатором (б). По одной оси отложена величина энерговыделения, по другой – смещение центров тяжести сигналов. Этот рисунок наиболее наглядно демонстрирует отличие событий этих двух типов. На рис. 4.7 представлены эффективности регистрации  $\propto E/dx$  событий и событий с РПИ в случаях использования только энергетического или только  $\Delta x$  отборов (две верхние кривые). Нижняя кривая получена для случая, когда признаком события с РПИ являлось выполнение любого из вышеназванных условий.

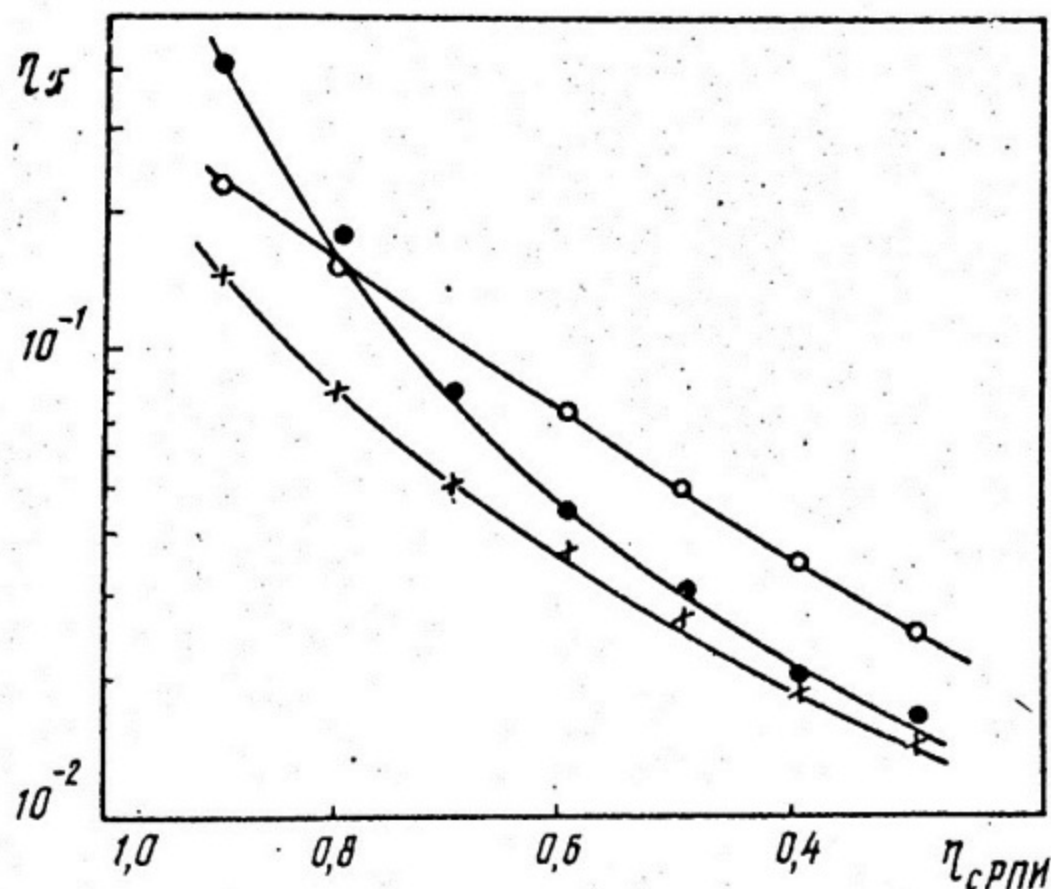


Рис. 4.7. Эффективность регистрации  $\pi$ -мезонов при заданной эффективности регистрации событий с РПИ при использовании различных критериев отбора:

● – отбор только по смещению центров тяжести заряда  $\Delta x$ ; ○ – отбор только по амплитуде сигнала; + – признаком события с РПИ является выполнение любого из первых двух критериев

Приведенные результаты демонстрируют возможности исследуемой методики для пространственного разделения ионизационных потерь и РПИ. Применение подобной методики совместно с высокоэффективными радиаторами из  $LiH$ ,  $Be$  или  $Li$  может позволить надежно разделять  $\Pi$ ,  $K$ ,  $P$ -частицы при  $\gamma \lesssim 10^3$ . В этом случае, поскольку угол переходного излучения определяется не многократным рассеянием в радиаторе, как для электронов, а величиной  $\gamma$ , возможно создание "дифференциального" детектора РПИ, измеряющего (статистически) величину  $\theta$  для регистрируемых частиц.

#### Список литературы

1. Гинзбург В.Л. и Франк И.М. ЖЭТФ, 1946, т.16, с.15.
2. Cobb J., Fabjan C.W. et al. Nucl.Instr.Meth., 1977, v.140, p.413.
3. Fabjan C.W. Proc.Int.Symp. on transition radiation of high energy particles, Yerevan, 1977, p.256.
4. Гавриленко И.Л. и др. Препринт ФИАН, № 151, 1977.
5. Баскаков В.И., Васильев П.С. и др. Препринт ИФВЭ, 09Ф77-90, 1977.

## Л е к ц и я 5

### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНЫЕ КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Сцинтилляционные координатно-чувствительные детекторы (СКД) в настоящее время получают широкое распространение в экспериментах на ускорителях и в космических исследованиях благодаря таким достоинствам, как возможность создания годоскопических систем большой площади при относительной простоте и дешевизне, возможность широкого использования стандартного электронного оборудования, высокое временное разрешение.

Разумеется, по своему пространственному разрешению (порядка нескольких сантиметров) СКД не могут конкурировать с искровыми, пропорциональными и дрейфовыми камерами, но зато их временное разрешение превосходит временное разрешение пропорциональных камер почти на два порядка.

Конструктивно СКД обычно представляет собой сцинтиллятор протяженной формы (чаще — в виде параллелепипеда, реже — цилиндра), просматриваемый с двух противоположных торцов двумя (иногда более) фотоумножителями. Такая система позволяет определить лишь одну координату частицы — вдоль продольной оси детектора (рис. 5.1). Вторая координата определяется с точностью до поперечных размеров сцинтиллятора. Координата  $x$  вдоль оси определяется по разности  $\Delta t$  моментов появления сигналов на выходах противоположных ФЭУ. Из рис. 5.1 очевидно, что  $x \sim v_{эф} \cdot \Delta t / 2$ , где  $v_{эф}$  — эффективная скорость распространения сигнала в сцинтилляторе (с учетом удлинения пути прохождения фотонов вследствие многократных отражений). Величина  $v_{эф}$  зависит от формы детектора и ряда других факторов и определяется экспериментально при калибровке детектора. Подробнее этот вопрос будет обсуждаться ниже.

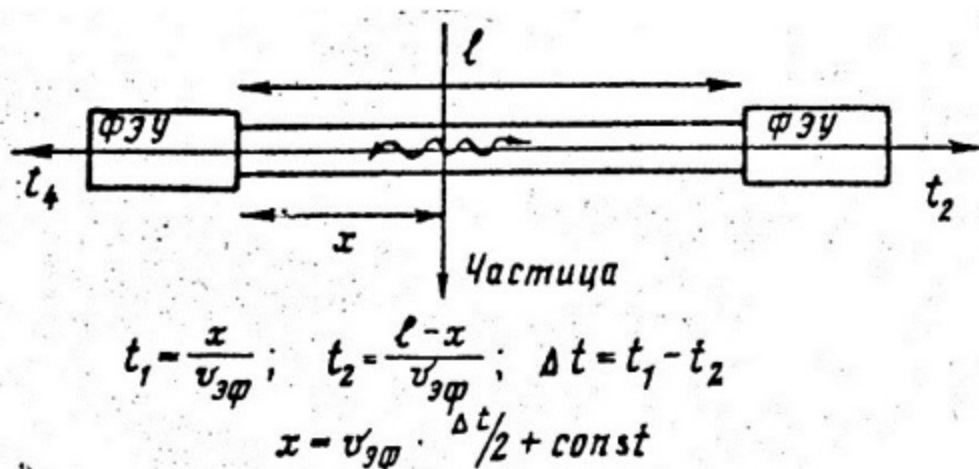


Рис. 5.1. Схема и принцип действия СКД

В некоторых работах применялись СКД в форме квадрата, просматриваемого четырьмя фотоумножителями, расположенными по его четырем углам. Такая конструкция позволяет сэкономить на количестве ФЭУ, но дает худшее пространственное и временное разрешение как вследствие ухудшения условий светосбора, так и из-за нелинейной зависимости между координатами частицы и измеряемыми временными интервалами. Поэтому такие системы не получили широкого распространения в качестве СКД, но нередко применяются как датчики временной отметки большой площади.

Следует оговориться, что в большинстве экспериментальных работ СКД применяются одновременно в двух качествах — как позиционно-чувствительные детекторы и как датчики временной отметки время-пролетных систем, включающих в себя один или более СКД.

В табл. 5.1 приведены основные параметры СКД по данным оригинальных работ. Таблица не претендует на исчерпывающую полноту, но дает достаточное представление о современном уровне развития подобных систем. В последней колонке приведено временное разрешение время-пролетного телескопа, состоящего из двух идентичных СКД. Как видно из этой графы, в ряде случаев временное разрешение СКД мало уступает временному разрешению спинтилляционных детекторов не-

больших размеров (на сегодняшний день лучшие результаты, полученные на детекторах малых размеров, находятся на уровне 0,1 нс).

Временной анализ является не единственным методом определения координаты частицы в сцинтилляторе. В ряде работ координата частицы определялась либо по амплитуде сигнала (при фиксированном энерговыделении амплитуда сигнала однозначно связана с координатой вследствие потерь света в сцинтилляторе), либо по отношению сигналов, снимаемых с двух и более ФЭУ. СКД такого типа не рассматриваются в настоящей лекции.

Пространственное разрешение время-пролетных СКД, очевидно, определяется как

$$\Gamma_x = v_{эф} \Gamma_t \quad (5.1)$$

и таким образом зависит от двух параметров. Обычно главной заботой экспериментатора является получение наилучшего (при заданных условиях или ограничениях) временного разрешения  $\Gamma_t$ , которое определяется следующими основными факторами (без учета свойств электроники):

- временными свойствами ФЭУ;
- временем высвечивания сцинтиллятора и его конверсионной эффективностью;
- энерговыделением в сцинтилляторе;
- условиями светосбора.

В последний пункт включаем все параметры, определяющие число фотонов, дошедших до фотокатода ФЭУ; прозрачность сцинтиллятора, геометрию светосбора в сцинтилляторе, геометрию светосбора в световоде (если таковой имеется).

В настоящее время не существует какой-либо законченной теории или удобных эмпирических формул, позволяющих рассчитать временное разрешение конкретного детектора с учетом всех перечисленных факторов. Более того, даже в тех работах [10,11], где была сделана попытка учесть лишь два основных фактора - сцинтиллятор и ФЭУ, результаты существенно (иногда даже качественно) расходятся между собой. Разумеется, есть работы, дающие в частных случаях хорошее согласие с экспериментом, но и их результаты не удобны для практического использования, так как требуют для расчетов знания ряда параметров, например, аналитического вида формы одноэлектронной характеристики ФЭУ, которая может заметно отличаться для разных ФЭУ одного и того же типа, а также изменяться при изменении режима его работы.

Таблица 5.1

Публикации	Размер сцинтиллято- ра, см <sup>3</sup>	Тип сцинтилля- тора	Тип ФЭУ	Частицы	Простран- ственное разреше- ние, см	Время- пролетное разреше- ние, нс
<i>G. Charpak et al</i> [1]	40x12x1	-	56 AUP	$\beta^- Sr^{90}$	5,0	-
<i>H. Müller et al</i> [2]	$\phi$ 10x160	-	56 AUP	$\pi^+ 1860$ МэВ/с $\rho$ 440 МэВ/с $\pi^- 810$ МэВ/с	4,3 2,5 2,8	0,6 0,6 0,7
<i>D. Bollini et al</i> [3]	100x18x18	Поливинил- толуол	ХР 1040	$\pi^- 4$ ГэВ	5,0	1,4
Р. Аствацатуров и др. [4]	1300x80x80	Полистирол	56 AUP		3,4	0,76
С. Бунятов и др. [5]	70x10x10	Полистирол	ХР 1020	$\pi^- 175$ МэВ/с	2,2	0,8
А. Хренов и др. [6]	120x10x10	-	ФЭУ-30 ХР 1020 ФЭУ-63	$\pi^- 4000$ МэВ/с	3,0 3,6 5,3	0,56 0,64
<i>B. Ghidini et al</i> [7]	200x20x5	NE 110	58 AUP	$\rho$	5,0	0,4
В. Боядаренко и др. [8]	50x10x2	Полистирол	ФЭУ-85	$\beta^- Sr^{90}$	6,0	-
<i>V. Giordano et al</i> [9]	$\phi$ 30,8x80	NE 213 (жидкий)	ХР 2020	$\pi^0 3-15$ МэВ	8,0 4,0	1,16 0,57

\* Разрешение время-пролетного телескопа, состоящего из двух идентичных СКД.

На практике, однако, нет необходимости прибегать к детальным и точным расчетам: выбор экспериментатора в отношении формы детектора, типа ФЭУ и сцинтиллятора весьма ограничен, а удовлетворительный результат для оценки ожидаемого разрешения как пространственного, так и временного легче всего получить, отталкиваясь от достигнутого, т.е. путем пересчета чьих-либо опубликованных данных на свои условия эксперимента (см. табл. 5.1 и 5.4). Такой пересчет дает совсем неплохую точность, не хуже расчета по громоздким формулам.

Наш опыт показывает, что для подобного пересчета можно пользоваться формулой

$$\Gamma_t \sim \frac{\tau}{\sqrt{N}},$$

где  $\tau$  — самая быстрая компонента высвечивания сцинтиллятора;  $N$  — среднее число фотоэлектронов, вылетающих с фотокатода за вспышку.

Параметры широко применяемых пластмассовых сцинтилляторов, необходимые для подобных оценок, приведены в табл. 5.2. Обращают на себя внимание довольно высокие параметры отечественного серийного полистирольного сцинтиллятора с  $\rho$ -терфенилом и РОРОР. Параметры аналогичного сцинтиллятора, изготовляемого в ОИЯИ, по-видимому, несколько лучше, особенно в отношении прозрачности.

Таблица 5.2

Тип сцинтиллятора	Время затухания, нс	Световыход по отношению к антрацену, %	Длина ослабления собственного излучения, см	Максимум спектра излучения, нм
NE111	1,66	55	8	375
NE110 (Pilot Y)	3,3	60	400	434
NE104 (Pilot B)	1,9	68	125	406
Pilot U	1,36	67	140	391
ПСТ+ $\rho$ -терфенил+РОРОР	2,0	60	67	-
ПММА	2,8	-	135	-

Вместе с тем прозрачность пластмассового сцинтиллятора, характеризуемая длиной ослабления собственного излучения  $\lambda_e$ , зачастую является решающим фактором, определяющим временное разрешение сцинтиллятора большого размера. Однако роль прозрачности не следует и переоценивать. Так, например, пластмассовый сцинтиллятор на основе полиметилметакрилата производства харьковского ВНИИ монокристаллов имеет лучшую прозрачность, чем стандартный сцинтиллятор на основе полистирола, но худшие временные параметры (более медленное высвечивание). Поэтому, как показывает наш опыт, для детекторов размером порядка 1 м, сцинтиллятор на основе полистирола предпочтительнее, он дает лучшее временное разрешение.

Что касается фотоэлектронных умножителей, то, как видно из табл. 5.1, лучшие результаты были получены на зарубежных ФЭУ типа 56AVP, XP 1020 или их аналогов. Из отечественных ФЭУ во временных измерениях чаще всего применяются ФЭУ-36 и ФЭУ-63 (с фотокатодом большого диаметра).

Наша экспериментальная задача потребовала применения большого количества малогабаритных временных фотоумножителей отечественного производства. Поэтому было проведено специальное исследование временных характеристик малогабаритных ФЭУ-85 ( $\varnothing$  фотокатода 2,5 см) и ФЭУ-87 ( $\varnothing$  фотокатода 2 см). Оба типа ФЭУ имеют хорошие временные параметры, и, кроме того, ФЭУ-85 обладает хорошими спектрметрическими свойствами, малым уровнем шумов и высокой вибростойкостью.

Временное разрешение ФЭУ измерялось при облучении фотокатода импульсами от светодиода. При этом длительность и амплитуда светового импульса, падающего на фотокатод, подбирались близкими к параметрам вспышек от пластмассовых сцинтилляторов при регистрации электронов с энергией 1 МэВ.

Была исследована зависимость временного разрешения для большого числа экземпляров ФЭУ каждого типа от напряжения питания при паспортном делителе напряжения. Типичные кривые приведены на рис. 5.2. Для всех исследованных экземпляров ФЭУ-87 временное разрешение в минимуме имеет широкое плато в диапазоне рабочих напряжений 1000-2000 В. Аналогичным плато, но сдвинутым в область меньших напряжений (800-1000 В), обладают и ФЭУ-85. Абсолютное значение временного разрешения ФЭУ-85 и ФЭУ-87 в области

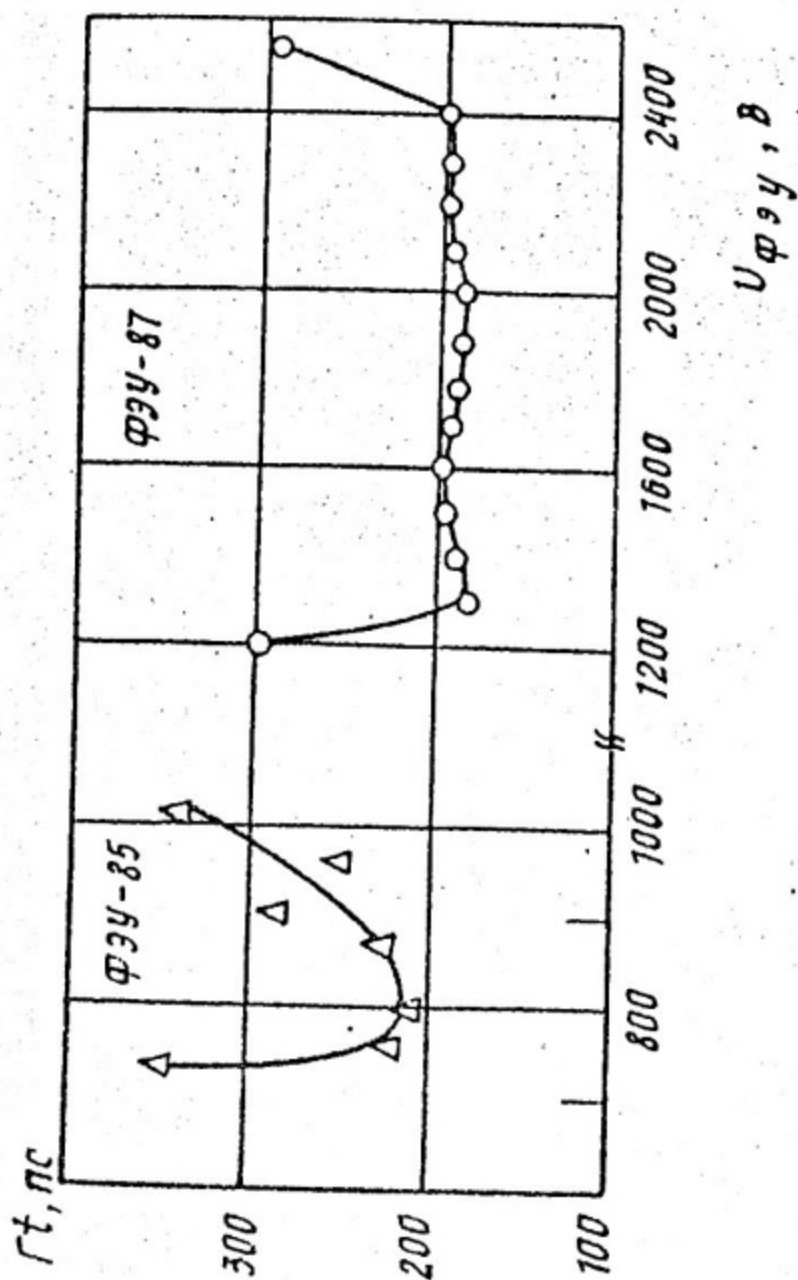


Рис. 5.2. Типичные временные характеристики ФЭУ-85 и ФЭУ-87

плато для различных экземпляров ФЭУ меняется в широких пределах. В общем случае наблюдается следующая закономерность: временное разрешение  $\Gamma_t$  тем лучше, чем выше интегральная чувствительность фотокатода  $\mathcal{K}$ .

Нами была также исследована зависимость временного разрешения ФЭУ от параметров делителя напряжения. Результаты этих исследований можно суммировать следующим образом. Основное влияние на временное разрешение ФЭУ оказывают напряжения на трех первых и трех последних межэлектродных промежутках. Наблюдается сильная корреляция между усилением и временным разрешением ФЭУ. Последнее обстоятельство позволяет производить подбор делителя для получения наилучшего временного разрешения, ориентируясь в основном на максимум усиления (при малой длительности анодного импульса). Подбором делителя в большинстве случаев удается уменьшить  $\Gamma_t$  на 10–50%.

Сравнение ФЭУ–87 и ФЭУ–85 после оптимизации делителей напряжения показывает, что в одинаковых условиях засветки фотокатода разрешение ФЭУ–85 в среднем в 1,5 раза хуже, чем у ФЭУ–87. Однако отдельные экземпляры ФЭУ–85 в этих условиях практически не уступают лучшим ФЭУ–87.

Исследование зависимостей амплитудного и временного разрешения того же ФЭУ от среднего числа фотоэлектронов  $N$  за вспышку в диапазоне  $90 < N < 320$ , как и следовало ожидать, показало, что оба параметра изменяются приблизительно обратно пропорционально корню квадратному из числа фотоэлектронов. Таким образом, результаты показывают, что ФЭУ–85 могут с успехом применяться для временных измерений.

По-видимому, в недалеком будущем можно ожидать заметного улучшения временных параметров ФЭУ как зарубежных, так и отечественных, благодаря применению микроканальных пластин. Так, экспериментальный образец такого ФЭУ Марк–3 [12] имеет длительность фронта анодного импульса около 1 нс, и это далеко не предел для ФЭУ подобного типа.

Из неоднократно проверенного экспериментального факта, что временное разрешение  $\Gamma_t \sim 1/\sqrt{N}$ , следует, что условия светосбора сильно влияют на параметры СКД. Вместе с тем, поскольку речь идет о временных измерениях, ситуация в этом случае радикально отличается от т.е.т., которая имеет место при амплитудных измерениях. В данном случае важно не просто собрать максимальное количество фотонов на фотокатод ФЭУ, но собрать эти фотоны за времена порядка длительности

фронта импульса ФЭУ, т.е.  $\sim 1-2$  нс. Неучет этого обстоятельства может привести к тому, что улучшение светосбора может не улучшить, а ухудшить временное и пространственное разрешение СКД, если собираются в основном "запаздывающие" фотоны в ущерб "быстрым".

Как показывают измерения в СКД большого размера в формировании временного сигнала ФЭУ в основном дают вклад фотоны, отражающиеся от поверхности сцинтиллятора под углом большим или равным углу полного внутреннего отражения. Это следует, в частности, из того факта, что измеряемая в СКД эффективная скорость распространения светового сигнала  $v_{эф} \approx \frac{1}{2}c$ , где  $c$  - скорость света. Очевидно, что для прямых фотонов, идущих к фотокатоду ФЭУ без отражения,  $v_{эф} = c/n$ , где  $n \approx 1,5$  (показатель преломления полистирола). Таким образом, путь светового луча удлиняется в СКД примерно в  $\sqrt{2}$  раз. Диффузное отражение от поверхности сцинтиллятора приводит к перемешиванию и еще большему (в среднем) запаздыванию фотонов, поэтому в СКД обычно светосбор осуществляется за счет полного внутреннего отражения от поверхности.

Естественно, что требования к качеству полировки поверхности в этом случае сильно возрастают. Именно потери света при многократных отражениях от поверхности приводят, по-видимому, к наблюдаемому разбросу экспериментальных данных при измерении коэффициента ослабления света в СКД.

Те же соображения следует принимать во внимание и при проектировании световодов, сопрягающих сцинтиллятор с ФЭУ. Теоретически оптимальным является световод, выполненный в виде параболоида вращения. Однако в эксперименте зачастую такие световоды не дают положительного эффекта. В ряде работ отмечается положительный эффект от применения конических световодов, но и в этом случае данные различных авторов противоречивы.

Значительный выигрыш возникает, по-видимому, лишь в случае применения адиабатических ленточных световодов, позволяющих максимально использовать площадь фотокатода ФЭУ [13]. Действительно, при сопряжении тонких сцинтилляционных пластин непосредственно с ФЭУ большая часть фотокатода не используется, в то время как значительная часть света, выходящего через узкий торец, тоже оказывается бесполезной. Адиабатические световоды же позволяют, по существу, преобразовать форму светящейся поверхности и свести весь свет на фотокатод.

Для увеличения светосбора в ряде случаев применялось сложение сигналов нескольких фотоумножителей, просматривающих один и тот же торец сцинтиллятора. При этом, как показывают наши измерения и данные других авторов, можно добиться улучшения временного разрешения в соответствии с улучшением условий светосбора.

Учет всех перечисленных выше соображений позволяет, как это следует из табл. 5.1, получить пространственное разрешение СКД порядка нескольких сантиметров. Из таблицы трудно выделить абсолютно лучший результат, так как данные получены в различных условиях энерговыделения и светосбора, и их нельзя сравнивать непосредственно между собой. Еще один важный параметр СКД — это равномерность пространственного разрешения СКД по всей его длине. Для этого необходимо как постоянство  $\Gamma_{\xi}$ , так и  $\sigma_{\xi}$  по всей длине СКД. В ряде работ такие измерения проводились. В качестве примера на рис. 5.3 приведена экспериментальная калибровочная характеристика из работы [4]. Видно, что СКД обладает высокой пространственной однородностью, так как при перемещении источника вдоль СКД ухудшение временного разрешения одного ФЭУ компенсируется одновременным улучшением временного разрешения второго.

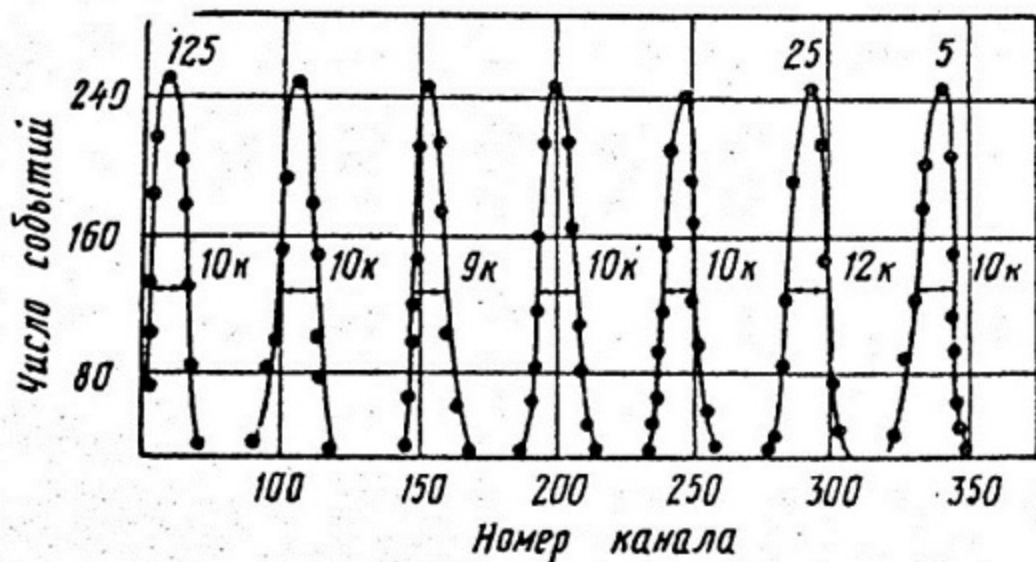


Рис. 5.3. Спектры пространственного разрешения СКД для семи точек, расположенных на расстоянии 5, 25, ... 125 см от края сцинтиллятора [4]

При разработке СКД основное внимание обычно уделяется улучшению временного разрешения детектора  $\tau_t$ . Между тем давно отмечалось [4, 14], что величина  $v_{зф}$  может также изменяться в довольно широких пределах в зависимости от размеров и формы сцинтиллятора, режима питания ФЭУ и пр. Авторы работ [4, 14] объясняют этот эффект геометрической задержкой в приходе отдельных фотонов на фотокатод при отражении фотонов под различными углами от поверхности сцинтиллятора.

По мнению авторов, этих чисто геометрических соображений недостаточно, чтобы объяснить широкий диапазон экспериментально получаемых значений  $v_{зф}$  (от 16,3 до 4 см/нс [7, 14]) при реально применяемых порогах срабатывания формирователей временной отметки. Анализ литературных данных показывает также, что значение  $v_{зф}$  зависит от типа применяемого формирователя (с постоянным порогом или со следящим порогом) таким образом, что в тех экспериментах, где  $v_{зф}$  измерялась с помощью формирователей с постоянным порогом (ф.п.п.), ее значение оказывалось обычно меньше, чем в экспериментах, проведенных с использованием формирователей со следящим порогом (ф.с.п.) [1, 8]. Этот факт также не находит удовлетворительного объяснения в рамках чисто геометрического подхода.

Полагаем, что при анализе причин, влияющих на экспериментально определяемые значения  $v_{зф}$ , необходимо учитывать процесс затухания света в сцинтилляторе, т.е. координатную зависимость амплитуды светового сигнала. Действительно, рассмотрим работу СКД в случае, когда сигналы временной отметки создаются формирователями с постоянным порогом. Из-за уменьшения амплитуды импульсов ФЭУ по мере увеличения расстояния от места сцинтилляции до фотокатода, задержка в срабатывании формирователя будет расти не только из-за увеличения пути, проходимого фотонами в сцинтилляторе, но также и из-за сдвига положения порога формирователя на фронте анодного импульса ФЭУ. Измеренная эффективная распространения светового сигнала  $v_{зф}$  будет выражаться в таком случае следующей формулой:

$$v_{зф} = \frac{x}{t_0 + \Delta t_n}, \quad (5.2)$$

где  $x$  — координата вспышки;  $t_0$  — "геометрическая" задержка — время распространения света в сцинтилляторе с учетом

многократных отражений;  $\Delta t_n$  — изменение задержки срабатывания формирователя, обусловленной конечным значением порога срабатывания.

Величина  $\Delta t_n$  может изменяться в пределах значения длительности фронта анодного импульса ФЭУ и для временных ФЭУ составлять величину до нескольких наносекунд, что для размеров сцинтиллятора в несколько десятков сантиметров близко к значению величины  $t_0$ . Например, для сцинтиллятора на основе полистирола и ФЭУ-85 при  $X = 20$  см величина  $t_0 = 1,5$  нс, а  $\Delta t_n \sim 1$  нс. Отсюда минимально возможное значение  $v_{эф}$  получается равным около 8 см/нс. Еще меньшее значение  $v_{эф}$  может быть получено при установлении порога ф.п.п. на участке анодного импульса ФЭУ с низкой крутизной (т.е. при очень низких порогах ф.п.п.). Разумеется, все эти рассуждения справедливы лишь в случае, когда энерговыделение в СКД фиксировано и не зависит от координаты.

Эффект влияния амплитуды сигнала должен отсутствовать (т.е.  $\Delta t_n = 0$ ) при применении формирователей со следящим порогом. При этом должны получаться существенно большие, чем в предыдущем случае, значения  $v_{эф}$ .

Для проверки высказанных предположений нами были проведены измерения  $v_{эф}$  в промышленном сцинтилляторе на основе полистирола с обоими типами формирователей. На образце размером 220x55x20 мм с фотоумножителями ФЭУ-85 были проведены измерения при двух порогах ф.п.п. и одном (оптимальном) пороге ф.с.п. при возбуждении сцинтиллятора коллимированным  $\beta$ -источником стронций-90 с отбором по энергиям на краю  $\beta$ -спектра с помощью дополнительного ФЭУ. Результаты измерений приведены в табл. 5.3.

Таблица 5.3

Тип формирователя	Уровень порога	$v_{эф},$ см/нс	$\Gamma_t,$ нс	$\Gamma_x,$ см
Формирователь с постоянным порогом	0,02	6,4	1,1	3,5
	0,3	8,3	1,0	4,2
	со следящим порогом	0,15	14	0,75

Значения порога указаны от среднего (по диапазону изменения) значения амплитуды.

Аналогичные измерения на образце размером 1000 x 60 x 10 мм дали следующие значения  $v_{эф}$ :

$$v_{эф} = 13,5 \text{ см/нс (ф.с.п., уровень порога 0,15);}$$

$v_{эф} = 10 \text{ см/нс (ф.п.п., уровень порога 0,15 от среднего значения амплитуды).}$

Полученные результаты подтверждают высказанное выше предположение: при измерениях, проведенных с ф.с.п., значения  $v_{эф}$  близки к 14 см/нс, т.е. к значению, которое получается из простых геометрических расчетов. Измерения, проведенные с ф.п.п., дают, как и ожидалось, существенно меньшее значение  $v_{эф}$ .

С практической точки зрения, особенно интересным является то, что применение формирователя с постоянным порогом (см. табл. 5.1) дает лучшее пространственное разрешение  $\Gamma_x$  несмотря на то, что временное разрешение  $\Gamma_t$  получается лучшим при применении формирователя со следящим порогом. Объясняется это, по-видимому, тем, что при измерении координаты частицы с помощью ф.п.п. одновременно используются, по существу, два независимых в первом приближении вида информации — временная и амплитудная.

Полный учет всех факторов, влияющих на временное и пространственное разрешение СКД, является сложной задачей, по сей день не имеющей полного решения. Поэтому трудно указать все условия, при которых этот эффект будет приводить к выигрышу в пространственном разрешении СКД. Можно лишь отметить несколько факторов, которые необходимо принимать во внимание при проектировании подобных систем.

Во-первых, как следует из формулы (5.2), величина  $\Delta t_n$ , определяющая  $v_{эф}$ , может изменяться лишь в пределах 2–5 нс (длительность фронта входного импульса обычно применяемых временных ФЭУ). Поскольку для получения заметного уменьшения  $v_{эф}$  величины  $t_0$  и  $\Delta t_n$  в формуле (5.2) должны быть близки по своим значениям, реальные размеры СКД, при которых выигрыш возможен, ограничены величиной порядка 1 м.

Во-вторых, поскольку ухудшение временного разрешения, связанное с применением ф.п.п., вызвано в основном "гулянием" временной отметки вследствие конечного амплитудного распределения, реальный выигрыш в пространственном разрешении возможен лишь при сравнительно узком амплитудном спектре регистрируемых частиц.

Зависимость значения  $v_{эф}$  от положения порога ф.п.п., по-видимому, необходимо учитывать также и при разработке время-пролетных систем с время-координатной компенсацией.

СКД, как уже отмечалось выше, обычно применяются как координатно-чувствительные детекторы, входящие во время-пролетную систему (ВПС), которая измеряет либо скорость, либо направление движения частицы, и поэтому важна их роль в создании временной отметки при регистрации частицы.

Однако для создания временной отметки зависимость момента появления сигнала на выходе ФЭУ от координаты частицы - вредный эффект, подлежащий устранению или компенсации электронными средствами. В этом случае необходимо, в противоположность тому, что рассматривалось выше, чтобы сигнал на выходе каждого из детекторов ВПС был однозначно связан с моментом регистрации частицы, и его положение на оси времени не зависело от того, в каком месте детектора зарегистрирована частица.

Эта проблема стоит перед всеми сцинтилляционными детекторами больших размеров, так как любой такой детектор является, по существу, координатно-чувствительным. Электронные методы временной компенсации позволяют успешно решить эту проблему, при этом погрешность, связанная с компенсацией, составляет всего несколько десятков пикосекунд.

В табл. 5.4 приведены параметры нескольких время-пролетных систем большого размера с время-координатной компенсацией. Аналогичным образом получены результаты, приведенные в последней колонке табл. 5.1.

В настоящее время распространены два метода время-координатной компенсации. Первый основан на применении специального устройства - время-координатного компенсатора (ВКК). Функциональная схема ВПС с использованием ВКК приведена на рис. 5.4. Принцип действия ВКК основан на том, что положение на оси времени центра тяжести сигналов, снимаемых с двух противоположных ФЭУ одного детектора, зависит только от момента регистрации частицы и не зависит от ее координаты.

Точность временной компенсации составляет обычно несколько десятков пикосекунд. На рис. 5.5 приведена упрощенная временная диаграмма работы ВКК, описанного в работе [29]. Формирователи  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  (см. рис. 5.4) формируют сигналы "старт" и "стоп" равной длительности. На входе ВКК эти сигналы складываются, образуя импульс перекрытия. Из диаграмм

Таблица 5.4

Публикации	Размер сцинтиллятора, см <sup>3</sup>	Тип сцинтиллятора	Тип ФЭУ	Частицы	Временное разреше- ние, нс
<i>C. Ward et al</i> [14]	30x10x1,25	-	RCA 7850	$e^-$ рел.	0,9 <sup>*</sup>
<i>P. Albots et al</i> [15]	100x100x0,5	<i>Pilot B</i>	<i>Ampereex</i> 2230	космические лучи	1,3 <sup>**</sup>
И. Фельдман и др. [13]	120x25x1	NE 110	56 DVP	--	0,6 <sup>**</sup>
<i>W. Braunschweig et al</i> [16]	172x20x2	NE 110	RCA 8575	$e^-$ рел.	0,5 <sup>*</sup>
<i>H. Rothermel</i> [17]	40x40x1	<i>Nurplex T</i>	XP 2020	космические лучи	1,0 <sup>**</sup>
<i>A. D. Sych et al</i> [18]	28x3,2x0,16	<i>Pilot M</i>	RCA 8575	--	3,0 <sup>**</sup>
<i>C. Cernigoi et al</i> [19]	200x15x5	NE 110	EMI 9815B	$n^{\circ} 10$ МэВ	0,67 <sup>*</sup>

\* Разрешение одного детектора.

\*\* Разрешение телескопа, состоящего из двух идентичных детекторов.

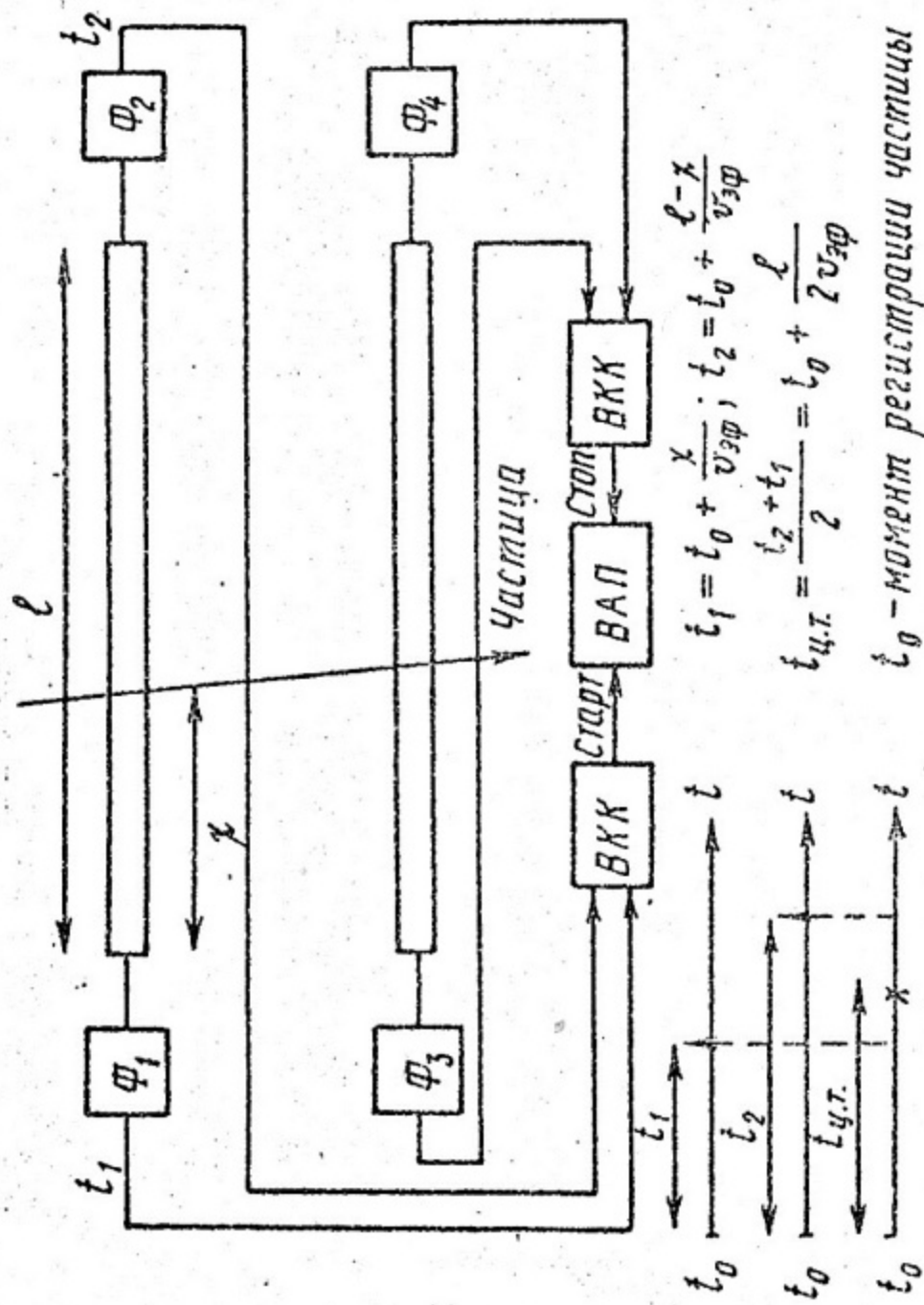


Рис. 5.4. Схема время-пролетной системы с время-координатными компенсаторами (ВКК) и принцип действия ВКК

рис. 5.5 видно, что центр тяжести импульса перекрытия однозначно связан с моментом регистрации частицы. Задача нахождения положения центра тяжести импульса перекрытия на оси времени решается следующим образом: в течение длительности импульса перекрытия в диод с накоплением заряда (ДНЗ), который является основным элементом данной конструкции ВКК, подается ток  $i$ , который заряжает ДНЗ до величины заряда  $Q$ . Спустя фиксированное время задержки  $t_{заг}$  ДНЗ разряжают током  $2i$ . В момент, когда заряд  $Q$  на ДНЗ станет равным нулю, происходит резкое переключение ДНЗ. Очевидно, что этот момент времени равен  $t_{заг} + T_{пер}/2$ , т.е. однозначно связан с центром тяжести импульса перекрытия.

Второй метод время-координатной компенсации состоит в применении двух время-амплитудных преобразователей, сигналы которых линейно складываются (рис. 5.6). Амплитуда суммарного сигнала, как это следует из временных диаграмм рис. 5.6, пропорциональна времени пролета частицы между детекторами.

В нашей лаборатории для подобного рода детекторов был разработан специальный четырехходовый время-амплитудный преобразователь (4-ВАП), осуществляющий время-координатную компенсацию и позволяющий непосредственно измерять время пролета частицы между детекторами больших размеров, а также отбирать нужные события. Упрощенная функциональная схема 4-ВАП приведена на рис. 5.7.

Входные сигналы  $t_1 - t_4$  поступают на четыре входных триггера Т1-Т4, устанавливая их в состояние "1". Сигналы со всех четырех триггеров поступают одновременно на схему совпадений & 1 с разрешающим временем 10 нс, осуществляющую предварительный отбор событий в пределах измеряемого диапазона (максимальная задержка между сигналами  $t_1 \div t_4 - 10$  нс). При отсутствии хотя бы одного из входных сигналов выходной сигнал смесителя "1" через время задержки сбросит входные триггеры в исходное состояние. В случае совпадения четырех сигналов в пределах 10 нс выходной сигнал схемы & 1 запустит управляющий триггер Т5, который, в свою очередь, откроет схемы пропускания & 2 и & 3, разрешая таким образом анализ поступившего события. Этот же триггер блокирует входные триггеры на время  $\sim 1$  мкс, необходимое для полной обработки события.

Преобразование интервала времени в амплитуду (выходной сигнал СТА) осуществляется на емкости  $C$  с помощью

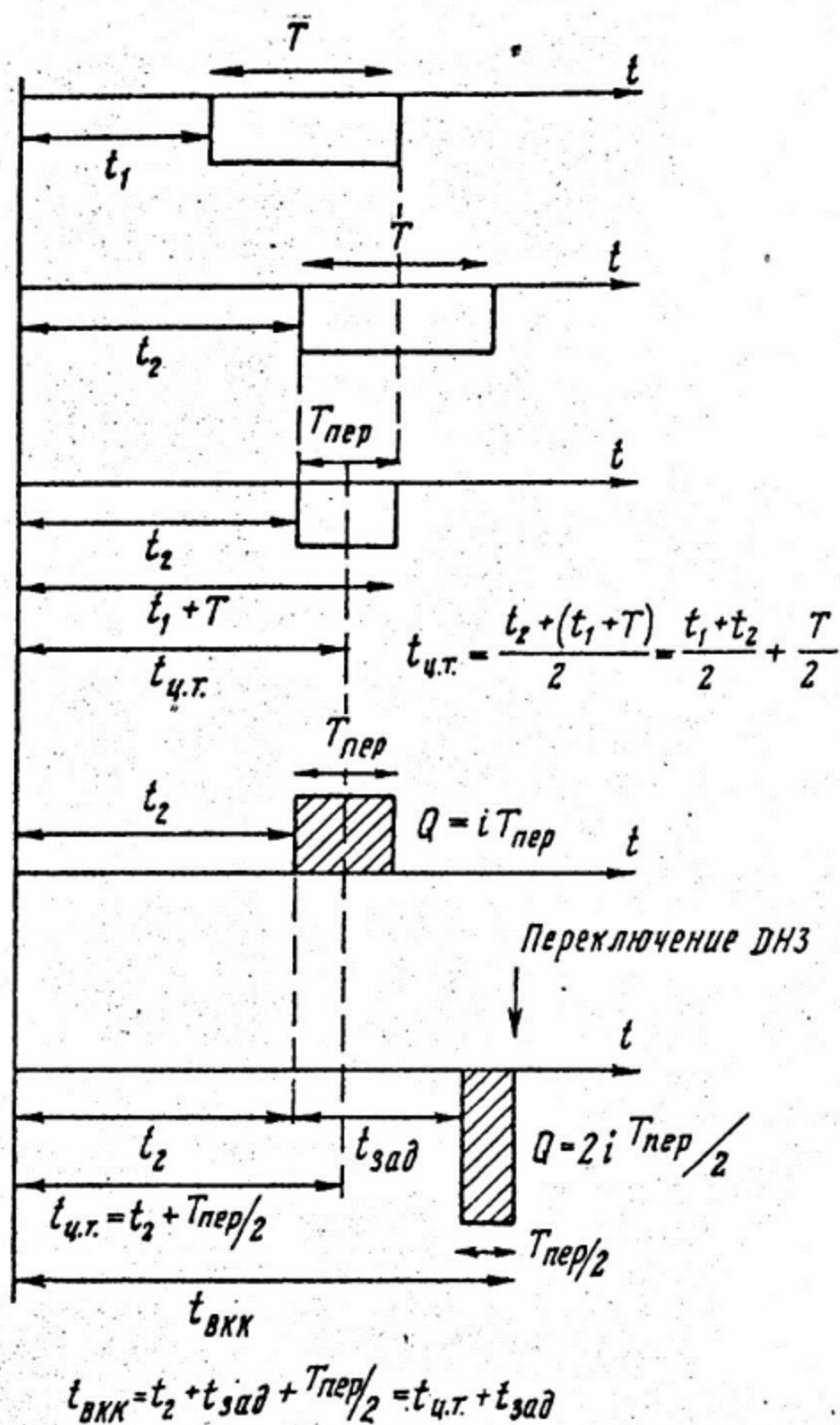
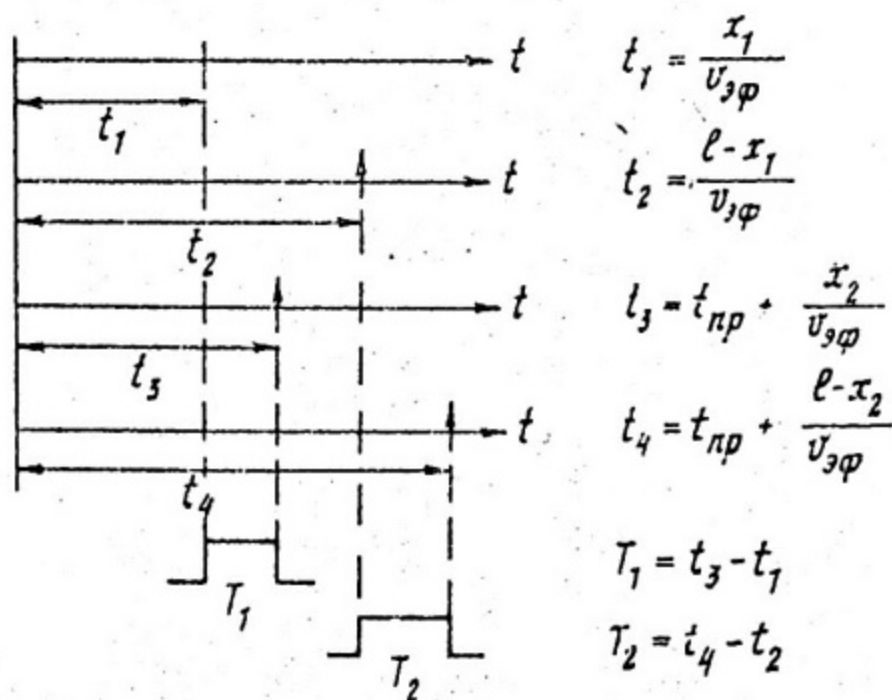
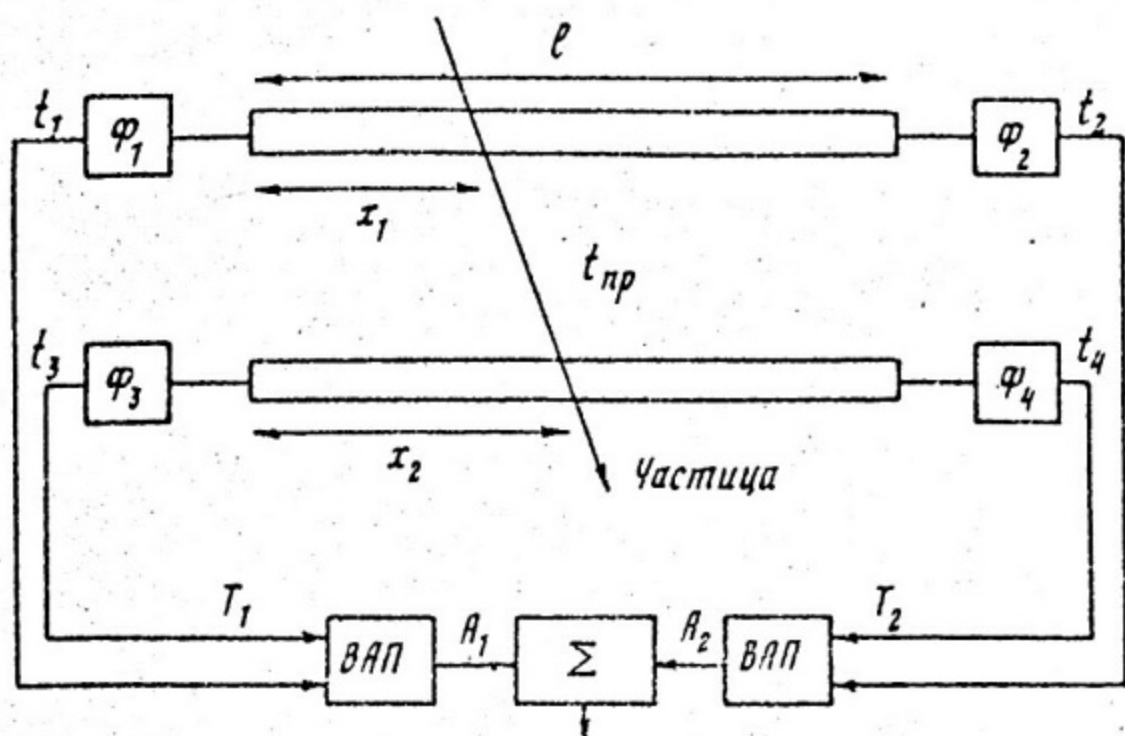


Рис. 5.5. Временные диаграммы, поясняющие принцип работы ВКК



$$T_1 + T_2 = t_3 - t_1 + t_4 - t_2 = 2t_{\text{пр}}$$

$$A_1 + A_2 = \text{СТА} \sim 2t_{\text{пр}}$$

Рис. 5.6. Схема и принцип действия время-пролетной системы, использующей для время-координатной компенсации два время-амплитудных преобразователя

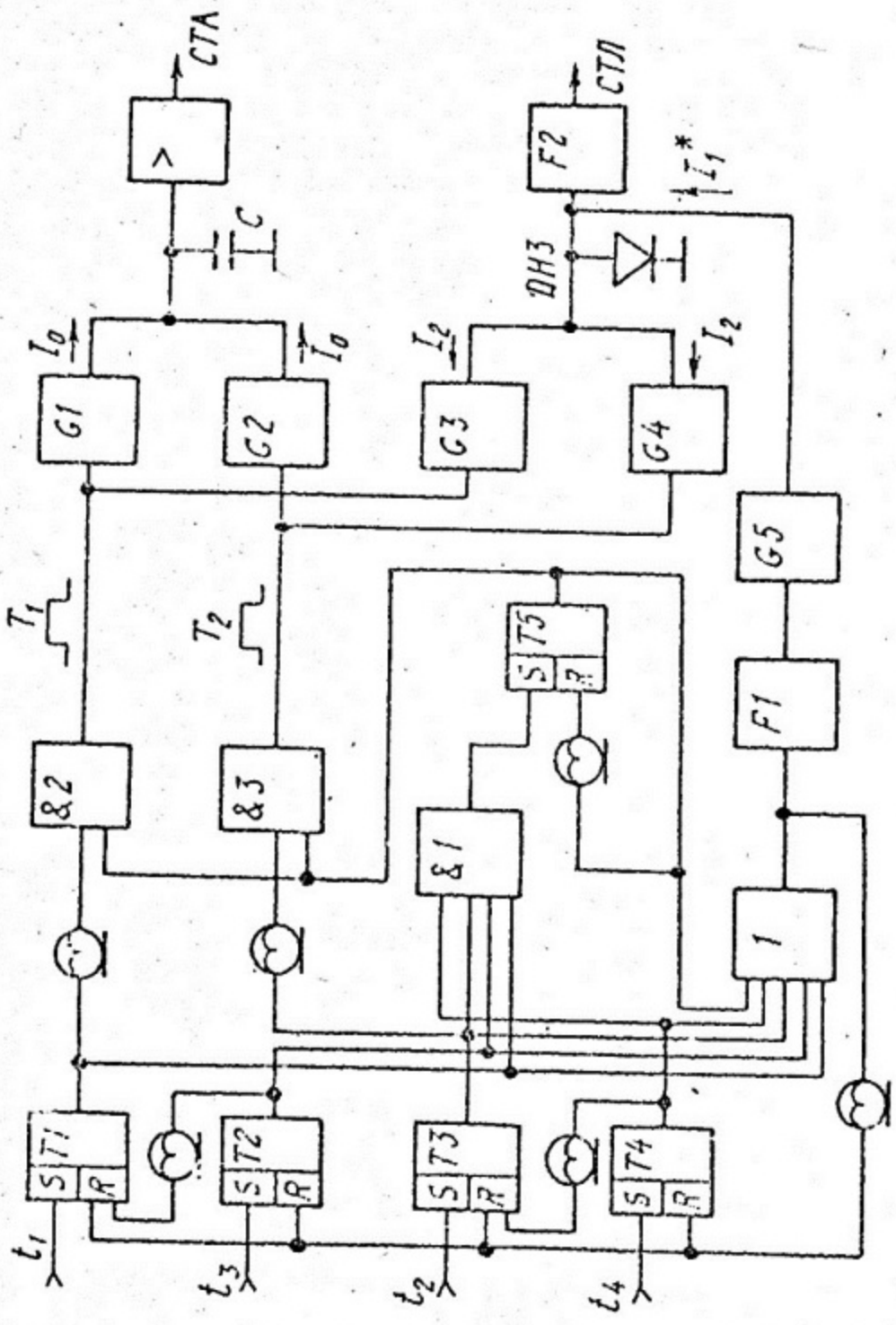
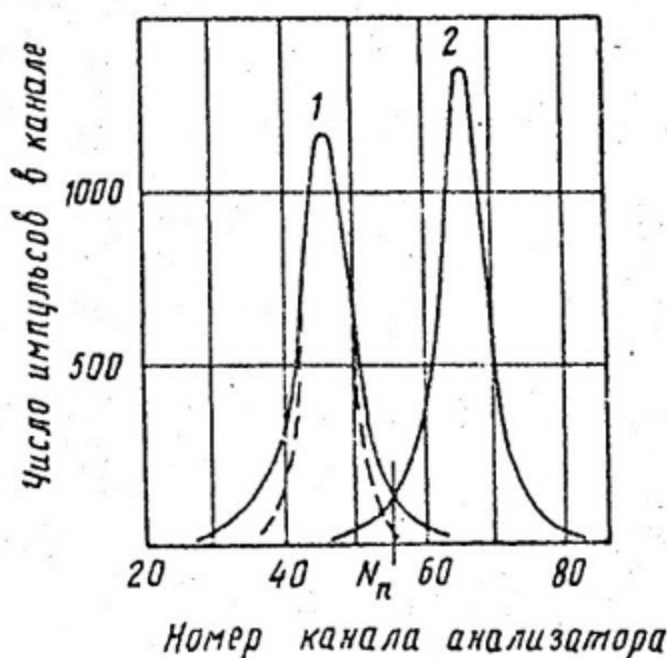


Рис. 5.7. Функциональная схема 4-ВАП

управляемых генераторов тока  $G1$  и  $G2$ . Принцип работы этой части 4-ВАП показан на рис. 5.8. Параллельный канал, состоящий из генераторов  $G3$ ,  $G4$  и  $G5$  и ДНЗ, предназначен для выработки логического сигнала СТЛ, отбирающего частицы нужного направления (или заданной скорости). Оба метода время-координатной компенсации дают примерно равную точность, но преимущество ВКК состоит в том, что он дает сигнал временной отметки, который может быть использован схемой совпадений или другими системами логического отбора.



$$\eta_{пр} = \sum_{N_n}^{\infty} n_{i2} / \sum_1^{\infty} n_{i2}$$

$$\eta_{обр} = \sum_{N_n}^{\infty} n_{i1} / \sum_1^{\infty} n_{i1}$$

$$K_{разд} = \eta_{пр} / \eta_{обр}$$

Рис. 5.8. Временные распределения ВПС для частиц противоположных направлений

Качество время-пролетной системы характеризуется двумя параметрами: временным разрешением системы  $\delta_t$  и коэффициентом разделения частиц разных скоростей (или разных направлений)  $K_{разд}$ . Если предположить, что время-пролетная система состоит из двух одинаковых СКД, то легко показать, что временное разрешение ВПС и временное разрешение СКД связаны соотношением

$$\delta_t = \Gamma_t / \sqrt{2},$$

а временное разрешение одного СКД, работающего в режиме время-пролетного детектора (т.е. при суммировании сигналов двух ФЭУ с помощью ВКК), в два раза лучше, чем временное разрешение СКД (т.е. в режиме, когда сигналы с ФЭУ подаются на два входа время-амплитудного преобразователя).

Последний факт проверялся нами экспериментально. Так, для СКД размером 40x10x2 см, просматриваемом двумя ФЭУ-85, при облучении релятивистскими электронами было получено временное разрешение  $\Gamma_t = 1$  нс (соответственное пространственное разрешение  $\pm 3,5$  см). Временное разрешение этого же детектора при суммировании сигналов с помощью ВКК, измеряемое относительно стартового счетчика с временным разрешением около 0,1 нс, составило 0,5 нс.

Коэффициент разделения частиц разных скоростей (или разных направлений) однозначно связан с величиной  $\delta_t$  в том случае, если функция распределения временных интервалов, измеренная для частиц одной скорости, — гауссова. Действительно, для время-пролетной системы, разделяющей частицы прямого и обратного направлений (см. рис. 5.8), коэффициент разделения определяется как  $K_{разд} = \eta_{пр} / \eta_{обр}$ , где прямая и обратная эффективности могут быть вычислены в случае гауссового распределения как интегралы вероятности. Однако на практике кривые 1 и 2 могут сильно отличаться от гауссовых, особенно на краях распределения (см. рис. 5.8, кривая 1). Различие это может быть связано с краевыми эффектами в детекторах, разбросом скоростей и направлений движения частиц, наложением шумов и т.д. Поэтому коэффициент разделения следует определять независимо в процессе калибровки системы.

Список литературы

1. Charpak G. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1962, v. 15, p. 325.
  2. Muller H. et al. Intern. Bericht, Karlsruhe, 1966.
  3. Bollini D. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1970, v. 81, p. 56.
  4. Астацатуров Р.Г. и др. ПТЭ, 1971, № 1, с. 77.
  5. Бунятов С.А. и др. Препринт ОИЯИ (ЛЯП), Р13-6222, Дубна, 1972.
  6. Khronov A.N. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1975, v. 123, p. 471.
  7. Ghidini B. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1975, v. 125, p. 357.
  8. Бондаренко В.Г. и др. ПТЭ, 1976, № 1, 44.
  9. Giordano V. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1976, v. 135, p. 483.
  10. Sigfridsson B. Nucl. Instr. & Meth., 1967, v. 54, p. 13.
  11. Bengston B., Koszynski M. Nucl. Instr. & Meth., 1970, v. 81, p. 109.
  12. Pateman J.E. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1976, v. 137, p. 61.
  13. Фельдман И.Г., Фоминих В.И. ПТЭ, 1973, № 4, с. 33.
  14. Ward C. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1962, v. 15, p. 323.
  15. Albats P. et al. Recent advances in Gamma Ray Astronomy, Frascati, 1977.
  16. Braunschweig W. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1976, v. 134, p. 261.
  17. Rothermel H. Nucl. Instr. & Meth., 1976, v. 137, p. 219.
  18. Sych A.D. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1977, v. 144, p. 183.
  19. Cernigoi G. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1977, v. 144, p. 479.
  20. Ондрия Л. и др. Препринт ОИЯИ, ЛВЗ РУЗ-5-378, Дубна, 1970.
-

ВОПРОСЫ ТЕХНИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА  
ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Конспект лекций

Под ред. проф. Б. А. Долгошенна

Редактор Н. Ф. Махаринская  
Технический редактор Г. Н. Зайкина  
Корректор Н. Н. Смолина

---

Л-71773	Подписано в печать 16.5.78 г.	
Формат 60 x 84 1/16	Объем 6,5 п.л.	Уч.-изд.л. 5
Цена 26 коп.	Изд. № 027-1	Заказ 800
	Тираж 500 экз.	

---

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д.1