

5391  
В 85

МОСКОВСКИЙ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Б. А. Долгошеин

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕХОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

МОСКВА 1981

539.1  
В85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР  
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

Б.А. Долгошеин

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕХОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

Тексты лекций

Москва 1981

Библиотечный  
фонд  
НИЯУ МИФИ  
г. Москва

Долгошеин Б.А. Идентификация частиц высоких энергий с помощью переходного излучения. Тексты лекций. - М.: Изд. МИФИ, 44 с.

Дан обзор возможностей идентификации частиц в области лоренц-факторов частиц  $10^3 \div 3 \cdot 10^5$ . В этой области существующие методы идентификации практически очень трудно или даже невозможно применять, поэтому использование детекторов переходного излучения (ПИ) - единственно возможный метод идентификации.

Разработка новых методов регистрации ПИ, основанных на использовании информации о его пространственных характеристиках (угол ПИ, ионизационные кластеры от фотонов ПИ) и измерение не энергии ПИ, а числа его квантов существенно улучшают возможности идентификаторов частиц на основе ПИ.

## ВВЕДЕНИЕ

Увеличение энергии ускорителей в ближайшие 10-15 лет [Даблер" - 1000 ГэВ (Фермилаб), "Изабелл" - 400 x 400 ГэВ (Брукхейвен), УНК - до 3 ТэВ (Серпухов)] неизбежно приведет нас к процессам, где в конечном состоянии образуется очень большое количество частиц (кварковые, глюонные струи, каскадные распады частиц, содержащих тяжелые кварки и др.). Необходимость детального изучения этих явлений и в особенности поиск редких процессов, идущих с малыми сечениями, требуют в этих условиях развития новой и совершенствования старой экспериментальной техники в области энергий вторичных частиц  $100 \div 1000$  ГэВ. Здесь наряду с проблемами измерения пространственных характеристик процессов (координаты, углы и др.) и измерения энергии частиц необходимо совершенствование методов идентификации частиц в новой области энергий. Как выглядят возможности идентификации частиц существующими методами (метод времени пролета, черенковские счетчики, логарифмический рост ионизационных потерь, синхротронное излучение), можно видеть на рис.1. На нем показаны длины идентификаторов, необходимые для отделения одного типа частиц от второго с коэффициентом режекции

$$R = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = 10^2,$$

где  $\epsilon_1, \epsilon_2$  - эффективности регистрации частиц типа 1 и 2. Видно, что для разумных длин идентификаторов  $< 10$  м в области лоренц-фактора

$$3 \cdot 10^4 \gtrsim \gamma_{\pi} \gtrsim 5 \cdot 10^2$$

отсутствуют практические методы идентификации  $\pi/e$  и  $\pi/K$ . Как мы увидим ниже, именно в этой области наиболее эффективно применение метода рентгеновского переходного излучения (РПИ). Следует отметить, что речь идет об идентификации частиц "налету", т.е. частица в этом случае сохраняется как таковая в отличие от идентификации методом поглощения (например, в случае идентификации  $\pi/e/\mu$ ).

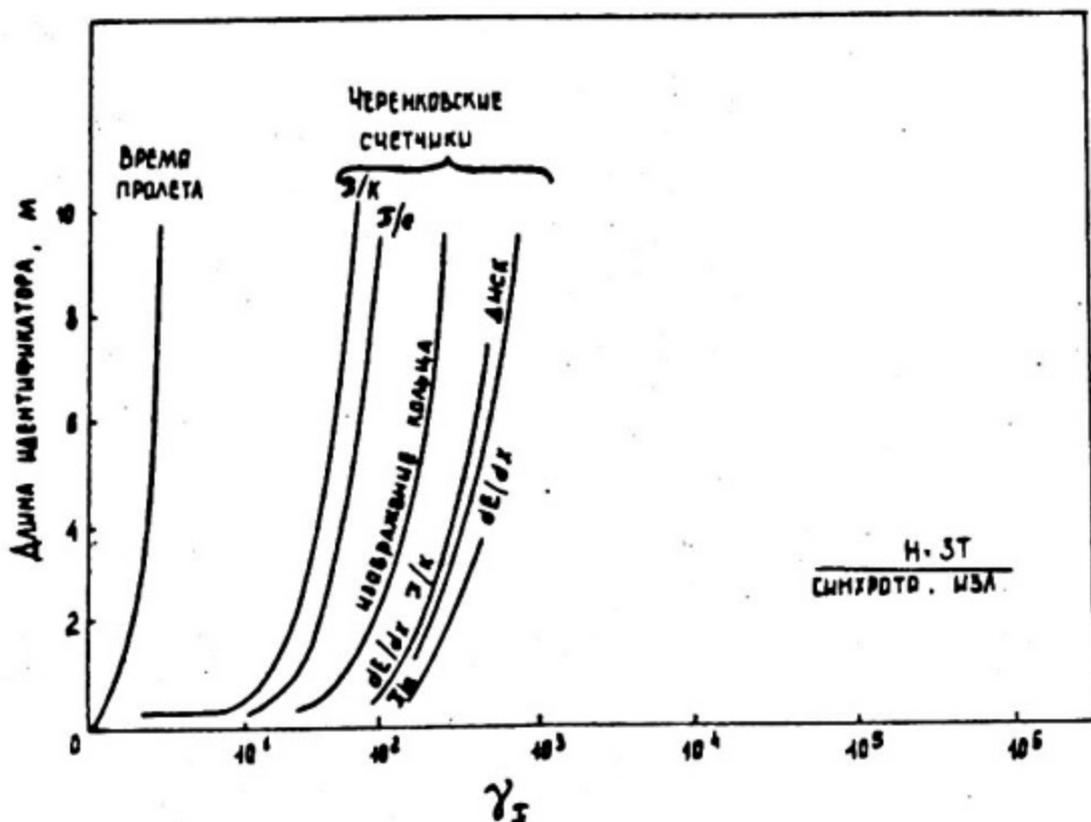


Рис.1. Длина идентификаторов частиц, необходимых для разделения  $\pi/e$  и  $\pi/k$  с лоренц-фактором  $\gamma_L$  различными методами (коэффициент режекции  $R = 100$ )

### ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РПИ

Переходное излучение — излучение релятивистской частицы, переходящей через границу двух сред с различными значениями диэлектрической проницаемости, было предсказано впервые Л. Гинзбургом и И. Франком [1]. Практически самая интересная часть переходного излучения, лежащая в рентгеновской области частот, как было показано Г. Гарибяном [2]\*, обладает наиболее резкой зависимостью энергии излучения от лоренц-фактора частицы, а именно, энергия РПИ в первом приближении

$$E_{\text{рпи}} \sim \gamma^n, \quad n \approx 1.$$

\* Подробную библиографию работ по переходному излучению можно найти в [3].

В табл. 1 приведены основные характеристики РПИ, возникающего при прохождении релятивистской частицы через слоистую среду, в сравнении с черенковским излучением.

Таблица 1

Характеристика излучения	РПИ	Черенковское излучение
Зависимость энергии излучения от лоренц-фактора $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$	$E_{рпн} \sim \gamma$	$E_{чер} = f(\beta)$
Энергия фотонов излучения	$\sim \omega_p \cdot \gamma$	Оптический диапазон
Интенсивность излучения (число квантов)	$\sim \alpha = \frac{1}{137}$ на границу раздела ( $\sim 0,1$ фотон/см)	$\approx 10^2$ фотон/см
Угол излучения	$\bar{\theta} \approx \left[ \frac{1}{\gamma^2} + \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}$	$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$

(Обозначения к табл. 1:

$\omega_p = \sqrt{\frac{2\pi e^2}{m}} = 28,8 \sqrt{\rho \frac{Z}{A}}$  (эВ) — плазменная частота среды;  $n_e$  — концентрация электронов,  $m$  — масса электрона;  $\rho$  — плотность среды;  $n$  — показатель преломления).

Характерной особенностью переходного излучения из стопки пластин является интерференция излучения на двух границах одной пластины, а также от различных пластин, зависящая от материала пластин, частоты излучения, величины лоренц-фактора  $\gamma$  и угла излучения. Результатом этой интерференции является возникновение когерентной длины излучения или зоны формирования РПИ:

$Z_{a,b} = \frac{2c}{\omega} \left[ \gamma^{-2} + \left( \frac{\omega_p^{a,b}}{\omega} \right)^2 + \theta^2 \right]^{-1}$   
(см. также рис. 2). При несоблюдении условия  $a, b \gg Z_{a,b}$

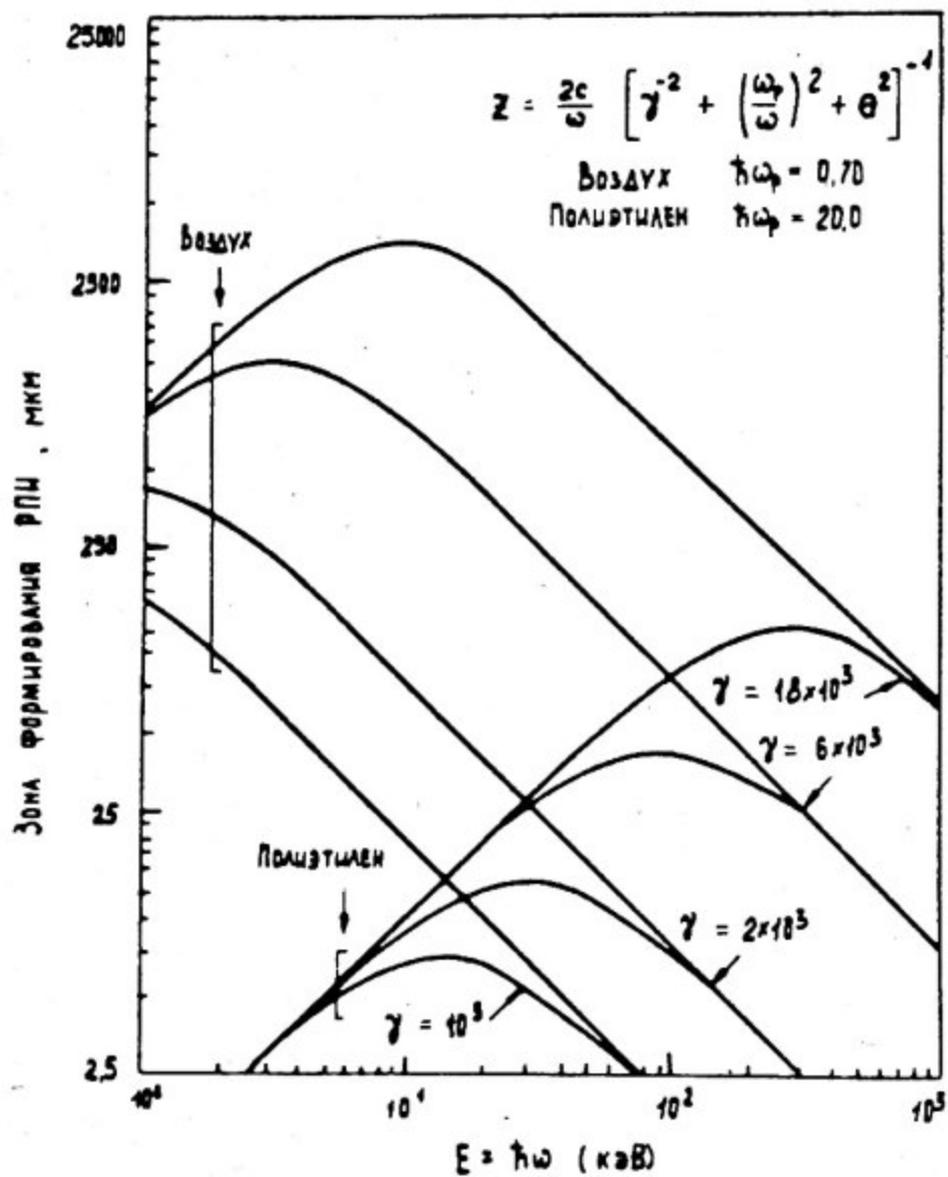


Рис. 2. Зоны формирования РПИ

(здесь  $a, b$  – толщина слоев сред 1 и 2, например, вещества и вакуума) интенсивность РПИ резко уменьшается за счет деструктивной интерференции излучения. Интерференционный характер излучения хорошо виден на рис.3.

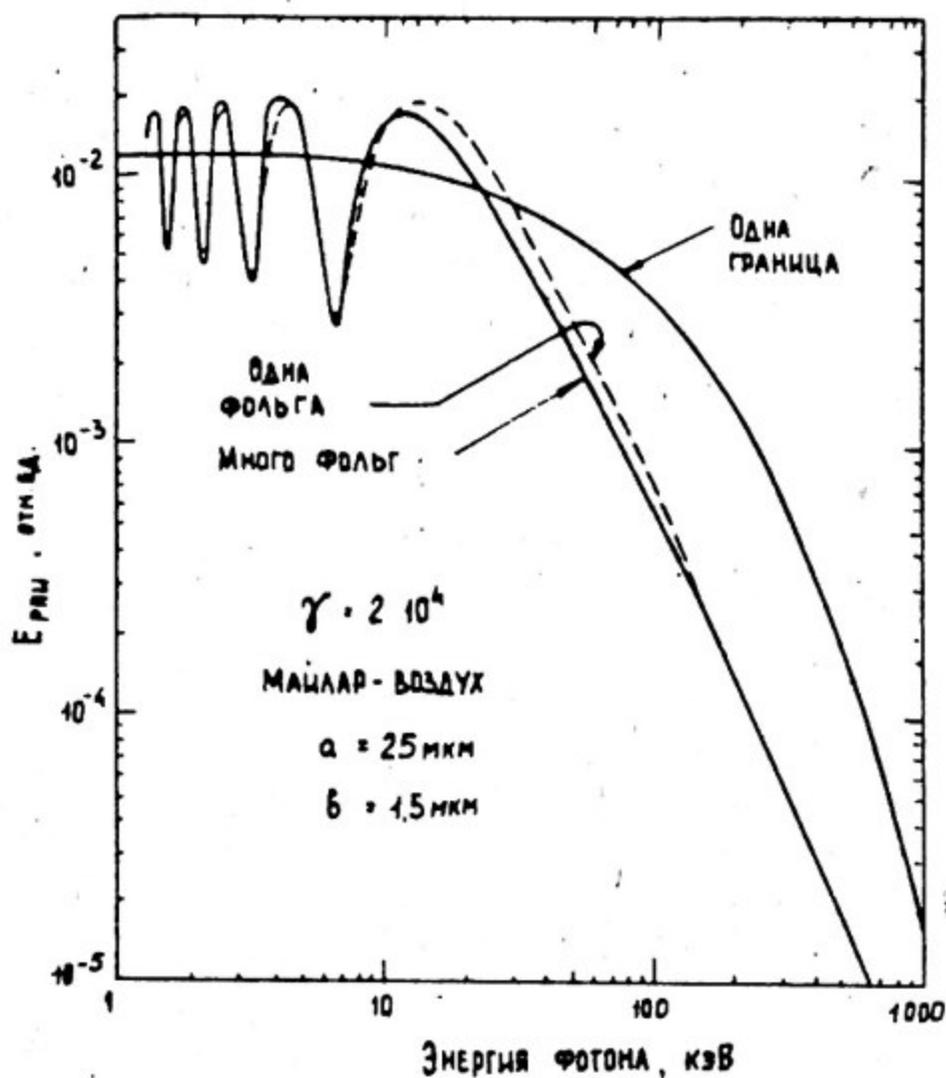


Рис. 3. Спектр РПИ [4]

## ТРАДИЦИОННЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ РПИ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СПРАВЕДЛИВОСТИ ТЕОРИИ РПИ

После первых работ по обнаружению РПИ в начале 60-х годов период до 1975 года был посвящен экспериментальной проверке теории РПИ и внедрению идентификаторов частиц на основе РПИ в физический эксперимент [5].

Традиционный метод построения РПИ-идентификатора состоит в постановке детектора рентгеновских квантов после радиатора РПИ — стопки фольг (или хаотической слоистой среды типа пенопласта), толщина которого сравнима с длиной поглощения квантов РПИ в веществе радиатора (рис.4). В качестве детектора чаще всего выбирают газовую пропорциональную камеру, наполненную тяжелым газом (Xe, K). Выбор газового детектора с тяжелым газом продиктован тем, что поскольку регистрация квантов РПИ происходит совместно с ионизационными потерями частицы, пересекающими детектор (угол РПИ  $\theta \lesssim 10^{-3}$  рад), в случае тяжелого газа, эффективно поглощающего РПИ (длина поглощения  $\sim Z^{3,5}$  и для  $E_{\gamma} \sim 10$  кэВ составляет в случае Xe  $\sim 1$  см), соотношение  $\frac{dE}{dx} / E_{рпи}$  минимально. Материал же радиатора РПИ должен быть, напротив, из вещества с наименьшим значением  $Z$ , поскольку из-за "самопоглощения" излучения выход РПИ перестает расти с увеличением длины радиатора (рис.5). Наиболее эффективными радиаторами являются радиаторы из веществ с минимальными  $Z$  (литий, бериллий, бор, углерод). На рисунке 6 показаны рассчитанные средние значения числа квантов РПИ для наимизших возможных для регистрации значений лоренц-фактора ( $\gamma = 600$ ) и "бесконечного" числа фольг, соответствующему насыщению кривой типа рис. 5 [6]. Уменьшение толщины фольги на рис. 6 фактически означает увеличение числа "работающих" фольг на полной длине  $\sim l_{погл.рпи}$ , и поэтому число квантов РПИ возрастает вплоть до толщин  $\sim 5 \div 10 \mu m$ . При дальнейшем уменьшении толщины фольги

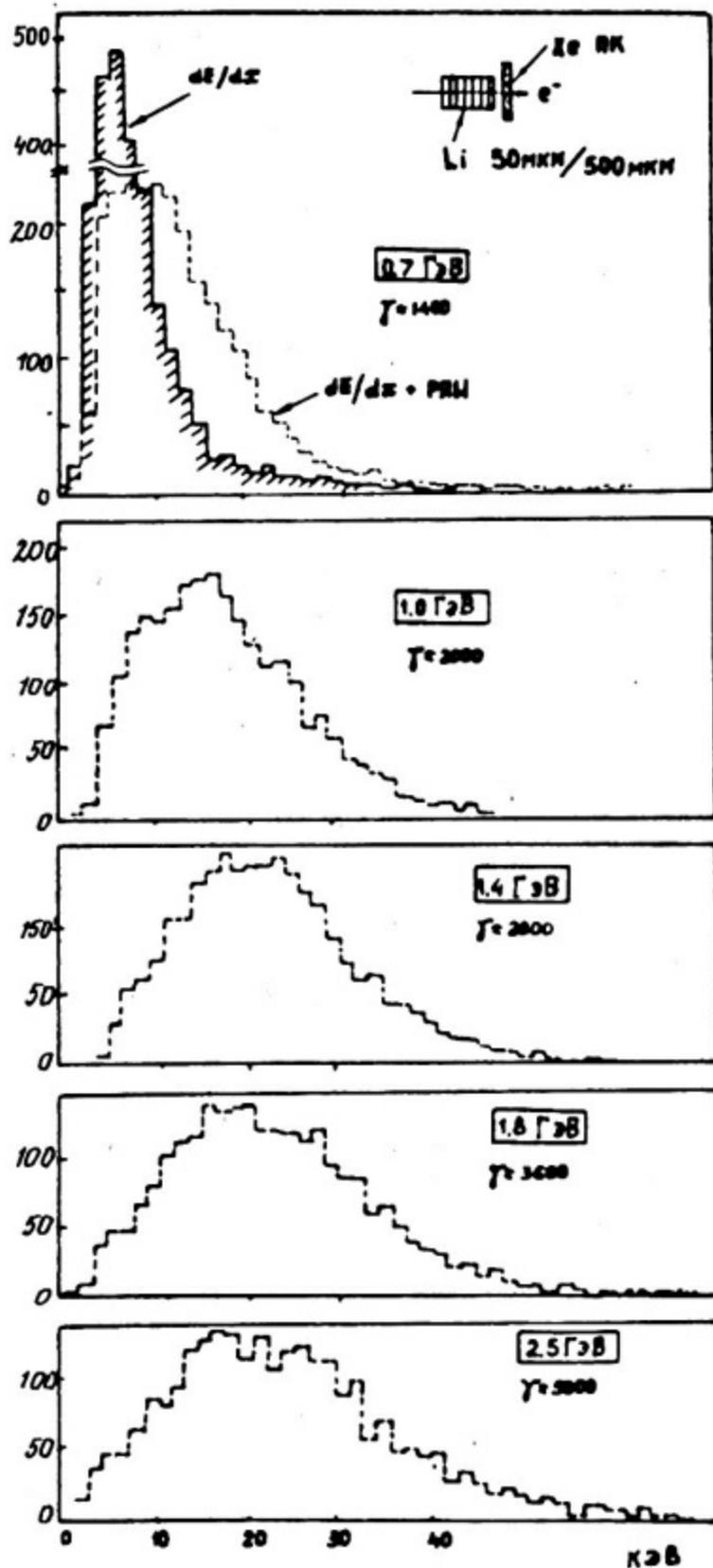


Рис. 4. Измеренные спектры  $dE/dx$  и  $dE/dx + \text{РПИ}$  для стандартного РПИ-идентификатора

(меньше длины формирования в веществе радиатора  $Z_a$ ) число квантов РПИ резко убывает\*.

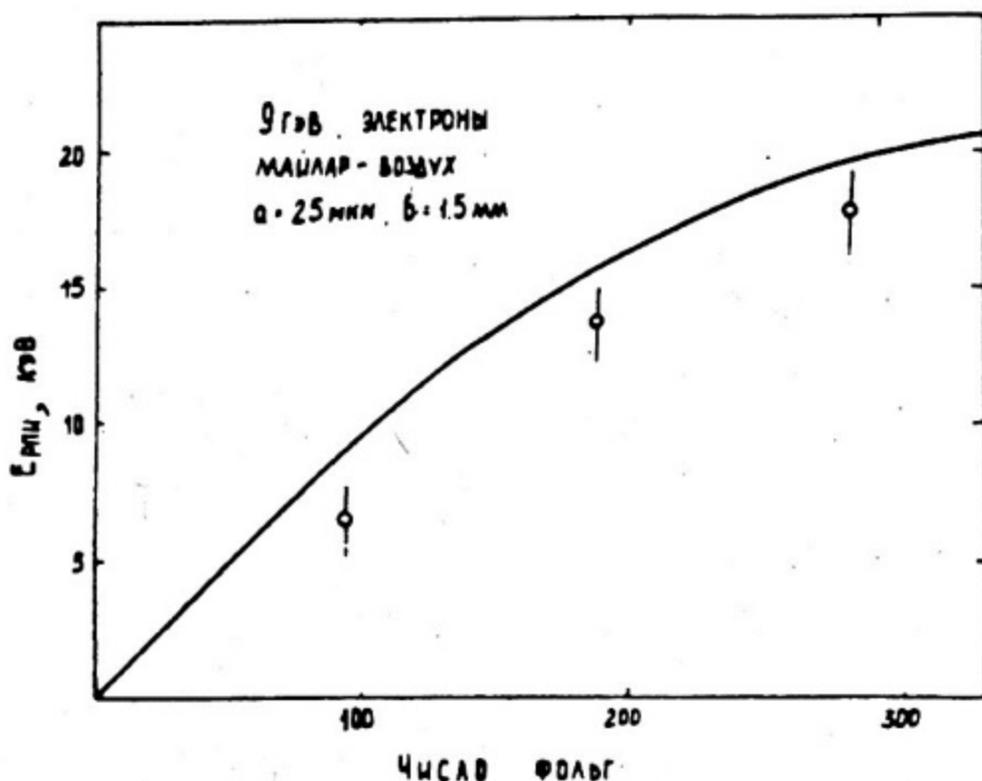


Рис.5. Зависимость энергии РПИ от числа фольг. Эксперимент [4], сплошная кривая - теоретический расчет

Роль интерференционных эффектов в характеристиках РПИ иллюстрируется рисунками 7 и 8, взятыми из работ [4] и [8]. На рис.7 интерференционные эффекты ограничивают рост энергии РПИ при больших лоренц-факторах (энергиях электрона), когда не выполняется условие  $b \gg Z_b(\gamma)$ . На рис.8 показаны интерференционные эффекты в спектрах переходного излучения, полученные в специальных экспериментах с полупроводниковым детектором РПИ, регистрируемым отдельно от ионизационных потерь частицы, отклоняемой магнитным полем (схема опыта на рис. 8, а).

\* Принципы оптимизации системы "радиатор-детектор" при регистрации энергии РПИ описаны в [7].

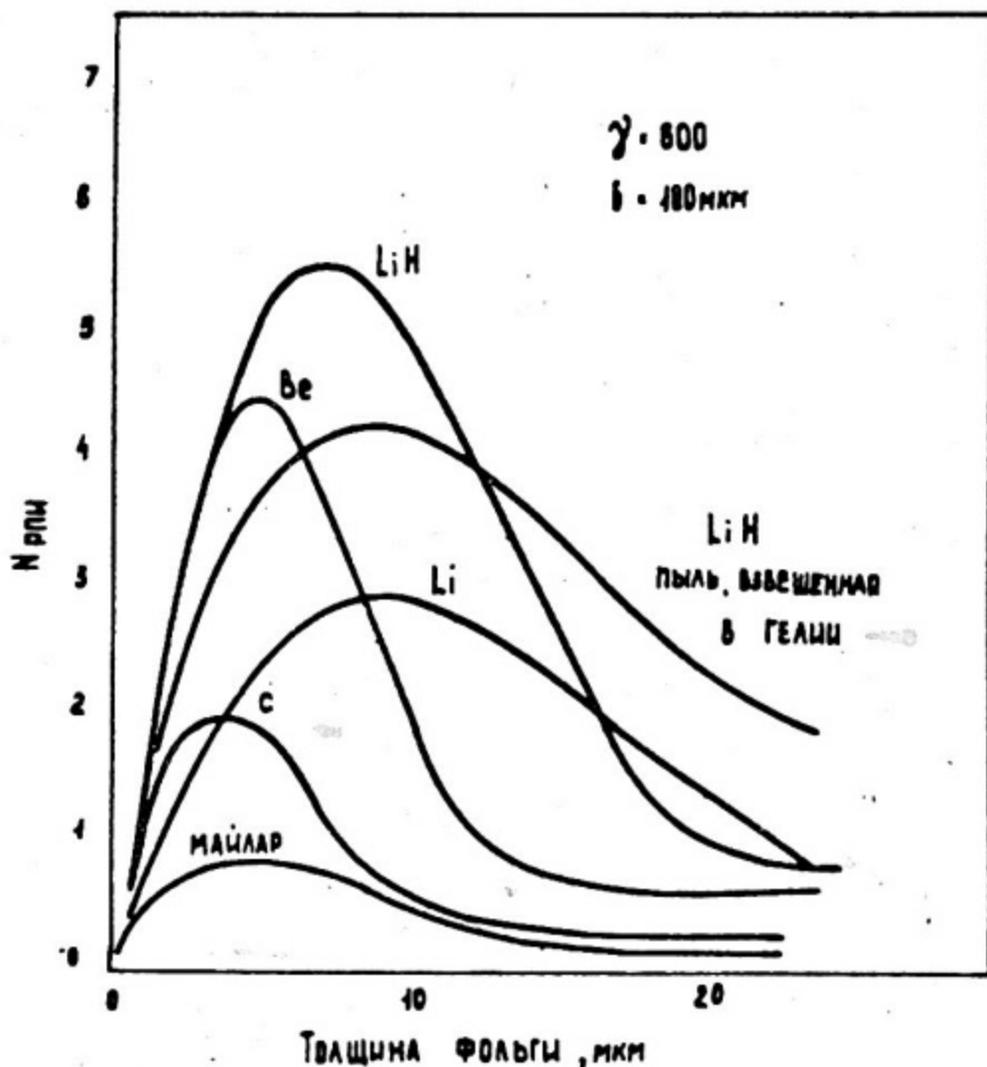


Рис. 6. Число квантов РПИ для "бесконечного" радиатора,  
 $\gamma = 600$  [6]

Таким образом, из приведенных данных, которые являются незначительной частью большого числа экспериментов по регистрации РПИ [3], видно, что теоретические расчеты прекрасно согласуются с опытом. Это показывает, что этап изучения РПИ как явления можно считать законченным.

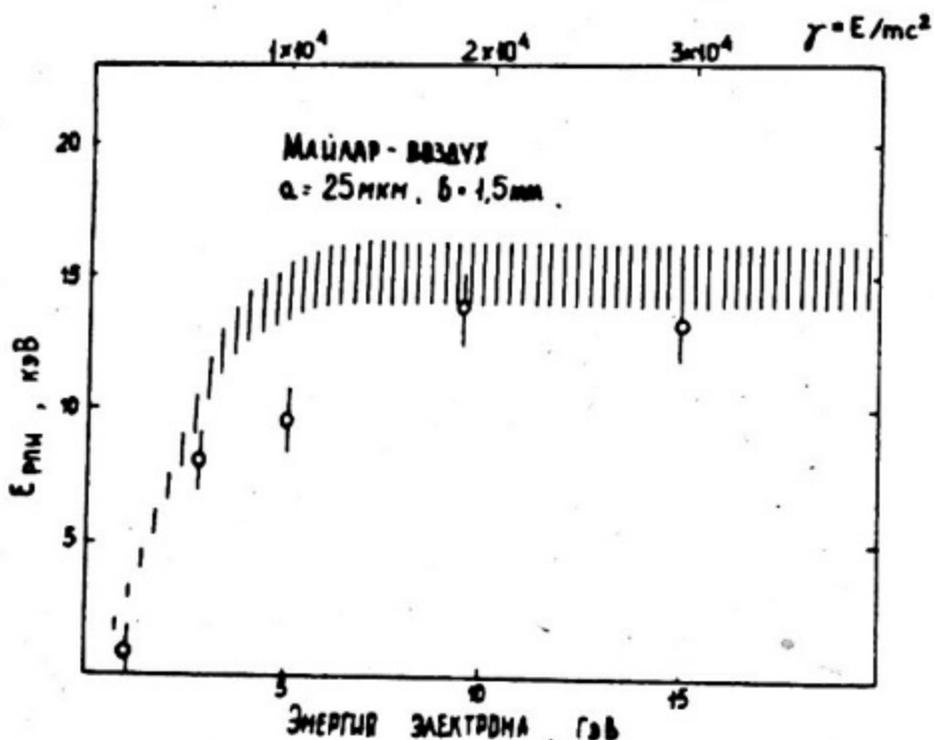


Рис. 7. Энергия РПИ как функция энергии электрона [4]  
 (заштрихованная область - теоретический расчет)

В последние годы мы стали свидетелями создания и использования реальных детекторов на основе РПИ в физических экспериментах. Наиболее успешно детекторы РПИ (система "радиатор из фольг лития + пропорциональные камеры") применены в эксперименте Р-806 [9] на встречных кольцах ЦЕРН, в котором получено большое число очень важных результатов (спектры дилептонов,  $J/\psi$ , прямые фотоны,  $\gamma$ -частица и др.). В этом опыте детектор РПИ применялся для идентификации  $J/e$  в области  $\gamma \approx 3000 \div 10000$ . Идентификация  $J/e$  - наиболее частая задача для детекторов РПИ в настоящее время - является в значительной степени решенной.



Результаты разделения  $p/e$  в эксперименте [9] с помощью установки "радиатор - детектор" (литий 50 мкм, 500 фольг + пропорциональная камера) приведены на рис.9 (полная длина идентификатора  $\sim 25$  см).

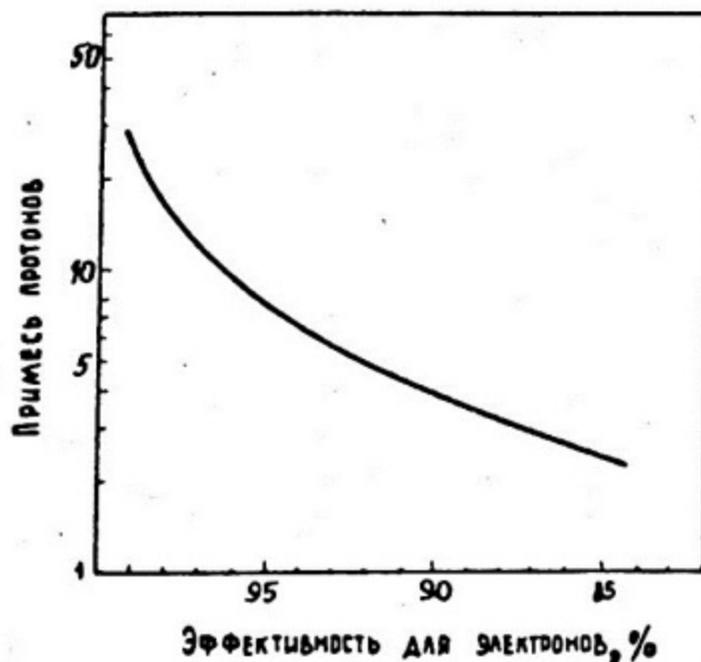


Рис. 9. Разделение  $p/e$  в идентификаторе, состоящем из элемента "радиатор - детектор" общей длиной 25 см [9]

Более сложной задачей является идентификация адронов ( $\pi/K/p$ ) в области  $\gamma \approx 600 \div 3000$  (т.е. в области энергий пионов  $\sim 100 \div 500$  ГэВ), интересной практически уже на *SPS CERN*, в Фермилаб (США) и, конечно, очень важной для УНК (СССР).

На рис. 10 показаны результаты [10] по разделению  $\pi/p$  при импульсе 110 ГэВ/с с помощью идентификатора, состоящего из 20 установок "радиатор (майлар толщиной 5 мкм, 500 слоев) + детектор (пропорциональная камера Хе -  $CO_2$ )". Полная длина идентификатора 2 м.

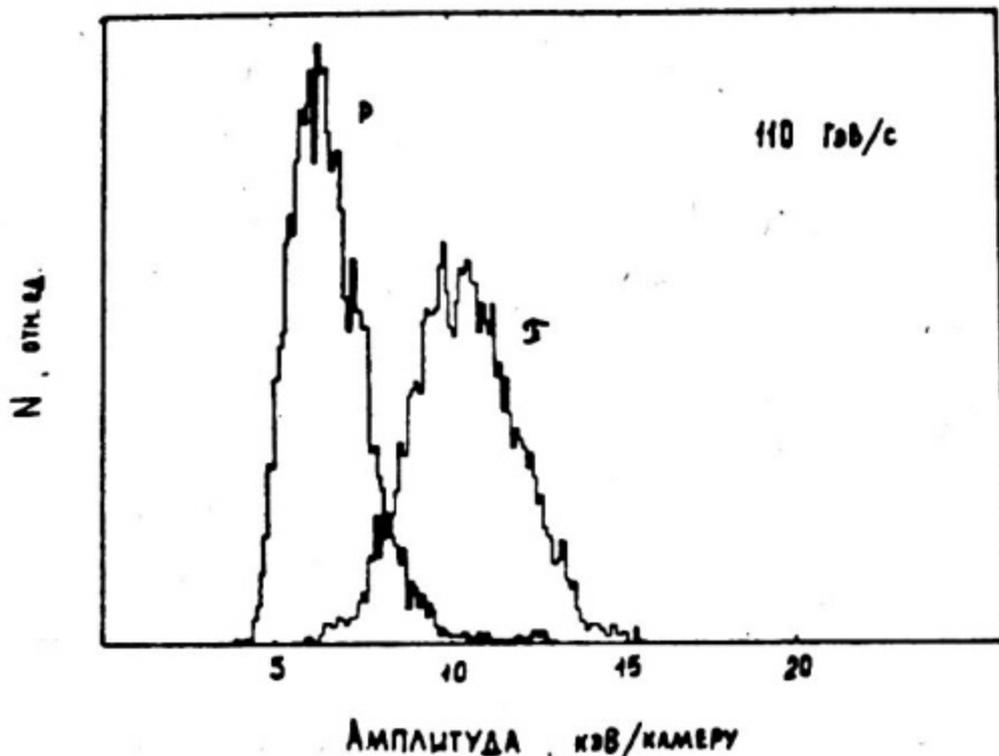


Рис. 10. Разделение  $p/\pi$  при помощи идентификатора из 20 элементов общей длиной 2 метра. Радиатор майлар толщиной 5 мкм [10]

### ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭФФЕКТИВНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ РПИ

Главные трудности при идентификации частиц с помощью РПИ следующие:

1. Очень низкое число фотонов РПИ ( $\lesssim 0,1/\text{см}$  для самых эффективных радиаторов). Увеличение полного числа фотонов РПИ возможно путем увеличения числа элементов "радиатор-детектор" в идентификаторе. Однако этот путь увеличивает длину идентификатора, объем электроники и уменьшает аксептанс системы. Поэтому важна оптимизация идентификатора с точки зрения материала радиатора и его размеров. Как указывалось выше, оптимизация идентификаторов на основе РПИ была рассмотрена в [7], и в результате ее было показано, что наилучшими и практически удобными для использования являются радиаторы из (см. также [11, 12, 13]):

- металлического лития толщиной  $30 \div 50$  мкм;
- металлического бериллия толщиной  $\sim 10$  мкм (следует отметить трудности получения столь тонкого бериллия);
- тонкие волокна из углерода толщиной  $5 \div 10$  мкм.

Радиатор из порошка  $LiH$  [6], несмотря на хорошие параметры в смысле радиатора РПИ, в силу своей химической активности оказался практически неприменимым.

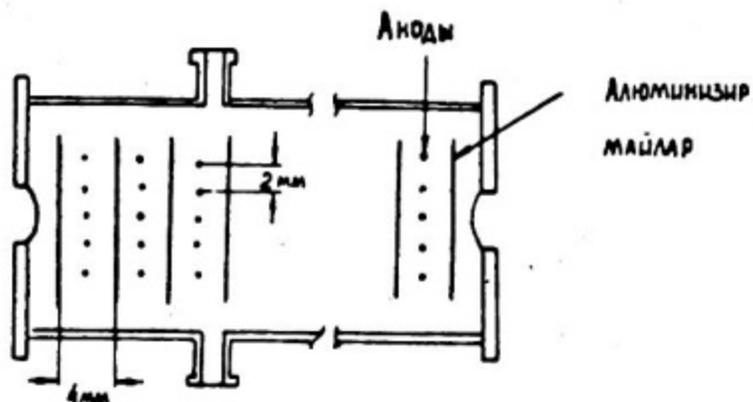
2. Второй трудностью является измерение РПИ совместно с ионизационными потерями частицы. В результате за счет очень больших флуктуаций  $dE/dx$  (широкое распределение типа распределения Ландау в случае тонких слоев газа [14]) разделение событий ( $dE/dx + \text{РПИ}$ ) от ( $dE/dx$ ) весьма затруднено за счет "хвоста" Ландау-распределения, особенно, когда требуется высокий коэффициент режекции двух типов частиц ( $R \approx 100$ ).

Возможность раздельной регистрации РПИ и  $dE/dx$  за счет отклонения частицы в магнитном поле (см. например, [8], рис. 8) практически не может быть применена, поскольку РПИ-идентификатор, состоящий из нескольких элементов "радиатор - детектор", требует нескольких магнитов, что фантастически удорожает систему и резко уменьшает ее аксептанс.

Одно из возможностей улучшения соотношения РПИ/ $dE/dx$  состоит в переходе и регистрации РПИ в мягкой области спектра ( $E_{\gamma} \sim 1$  кэВ). Действительно, поскольку  $dE/dx \sim t$  (толщина газа детектора), а  $t \sim E_{\gamma}^{-3,5}$  (из-за зависимости коэффициента поглощения в мягкой рентгеновской области), то

$$\text{РПИ} / \frac{dE}{dx} \sim E_{\gamma}^{-3,5}$$

Этот принцип был испробован в работе [15] (рис. 11). Здесь из-за "самопоглощения" в радиаторе авторы применили радиатор в виде одиночных пленок алюминизированного майлара, между которыми располагались пропорциональные камеры (всего 18 элементов в одном блоке). Переход к регистрации мягкой части спектра РПИ позволил понизить давление газа ( $He + CO_2$ ) до 50 Тор, что резко уменьшило сигнал от  $dE/dx$ . Однако малое количество фольг в радиаторе привело к тому, что для разумной режекции частиц (например,  $\pi/p$ ) необходимо применять (расчет Монте-Карло, см. рис. 11 внизу)  $10 \times 18 = 180$  элементов "фольга + пропорциональная камера", что, по-видимому, практически неприменимо.



а)

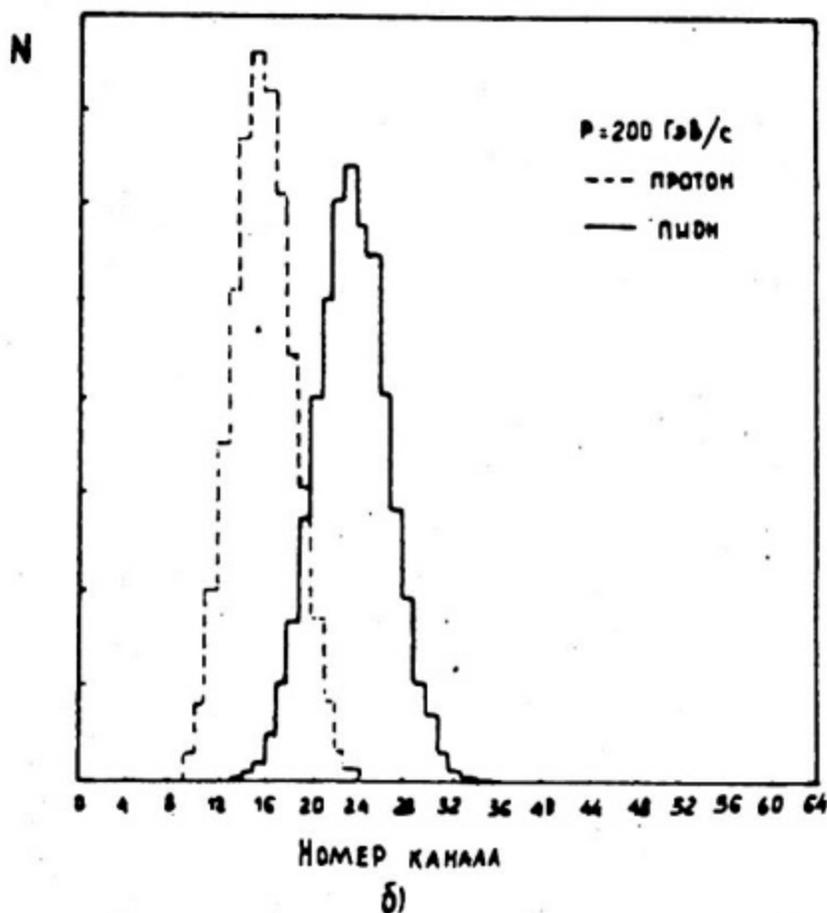


Рис. 11. Схема идентификатора (а) и разделение  $p/\pi$  с импульсом 200 ГэВ/с (б) в опыте [15]

Реальной возможностью преодоления второй из описанных трудностей является разработка новых методов детектирования РПИ, использующих не только энергетическую, но и пространственную информацию о переходном излучении.

Существуют две возможности использования пространственных характеристик РПИ. Первая из них связана с углом излучения рентгеновских квантов.

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ РПИ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УГЛА ИЗЛУЧЕНИЯ

Использование угловых характеристик переходного излучения довольно сложно, так как угол испускания РПИ очень мал:

$$\bar{\theta} \approx \left[ \gamma^{-2} + \left( \frac{\omega_p^{газ}}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Интерференционными эффектами пренебрегается в этой формуле, однако их учет дает для  $\bar{\theta}$  фактор  $\approx 2$ .

Для воздуха  $\omega_p = 0,7$  эВ и при  $\hbar\omega = 10$  кэВ  $\bar{\theta} \approx \frac{1}{\gamma}$  вплоть до  $\gamma \approx 10^4$ . В области низких  $\gamma$  ( $\sim 10^3$ )  $\bar{\theta} \approx 10^{-3}$  и для использования угла испускания РПИ с целью пространственного разделения РПИ и  $dE/dx$  необходимо расстояние  $L \sim 1$  м, чтобы получить разделение  $\sim 1$  мм.

В случае  $\gamma \approx 10^4$  пространственное разделение РПИ и  $dE/dx$  практически нереально, однако в случае электронов ( $x/e$  разделение) угол между частицей определяется уже не  $\bar{\theta}_{рпи}$ , а многократным рассеянием частицы в веществе РПИ-радиатора, действительно:

$$\frac{\theta_{м.расс}}{\theta_{рпи}} = \frac{21 \text{ МэВ}}{\rho \cdot \beta} \sqrt{x/x_0} \cdot \frac{E}{mc^2} \approx 40 \sqrt{x/x_0} \approx 10$$

для  $x/x_0 \approx 0,05$ . Тогда пространственное разделение РПИ и  $dE/dx$  становится также возможным.

Использование дополнительной информации об угле РПИ для разделения РПИ и  $dE/dx$  было впервые использовано в [16] при регистрации РПИ в стримерной камере, а также в [17], где для этой цели была использована сцинтилляционная дрейфовая камера высокого пространственного разрешения. Однако в обоих этих случаях практическое применение этих методов затруднительно; поэтому ниже описывается применение

обычной камеры нормального давления для целей пространственного разделения РПИ и  $dE/dx$  (рис. 12) для случая  $K/\pi$  разделения при  $\gamma_{\pi} = 10^3$  ( $E_{\pi} = 140$  ГэВ) [11]. Экспериментальная установка (рис. 12) представляет собой сдвоенную дрейфовую камеру (дрейфовое поле поперек направления пучка частиц), расположенную на расстоянии  $L = 50$  см от РПИ-радиатора. Камеры, наполненные смесью 60%Xe + 40%CO<sub>2</sub> (толщина газа по пучку 8 мм), отделены от радиатора майларовыми окнами (30 мкм), трубой, наполненной гелием, и 50 мкм окном из бериллия, отделяющим радиатор РПИ (1500 фольг лития толщиной 30 мкм, с расстоянием между фольгами 200 мкм). Ширина импульса тока дрейфовой камеры №1 (см. рис. 11), в которой в основном поглощаются фотоны РПИ, является мерой угла переходного излучения. Таким образом, измеряя не только полный заряд в дрейфовой камере ( $dE/dx + E_{рпи}$ ), но и ширину импульса тока (см. рис. 11), мы можем воспользоваться для разделения двух типов частиц ( $\pi/K$ ) двумя методами:

- обычным методом полного энергосъема ( $\theta$ );
- методом функции идентификации

$$F(Q+W) = \pi \frac{F^{\pi}(Q, W)}{F^K(Q, W)},$$

где  $F^{\pi(K)}(Q, W)$  есть вероятность пиону (каону) образовывать событие с данными значениями  $Q$  и  $W$ .

На рис. 13 показано сравнение двух методов для разделения  $\pi/K$  с импульсом 140 ГэВ/с для случая установки, состоящей из 15 последовательно расположенных элементов "радиатор-детектор" (типа рис. 11). Из рис. 13 следует, что использование информации от угла излучения существенно (в несколько раз) улучшает эффективность разделения  $\pi/K$  (коэффициент режекции  $R = \frac{\epsilon_K}{\epsilon_{\pi}}$ ).

Недостатком этого метода, однако, является необходимость увеличения длины РПИ-идентификатора за счет расстояния "радиатор-детектор", что создает трудности при создании широкоапертурных систем.

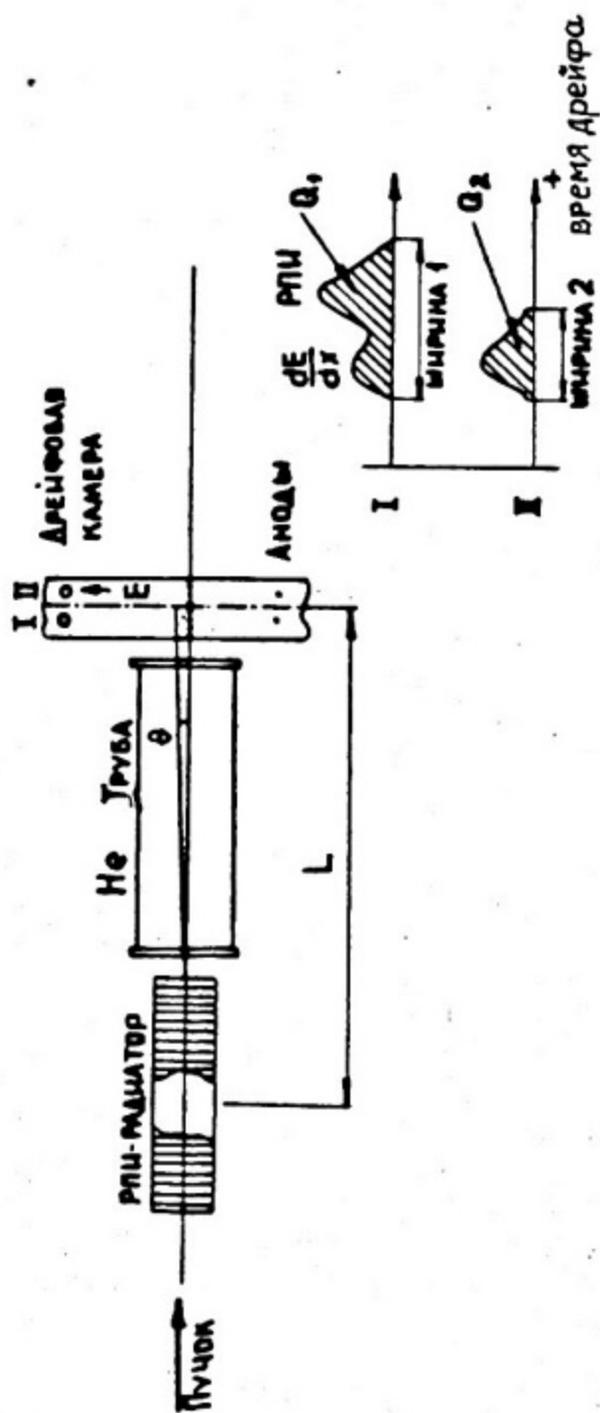


Рис. 12. Экспериментальная установка [11] РПИ-идентификатор с использованием углового распределения квантов (схема внизу иллюстрирует метод детектирования РПИ-квантов)

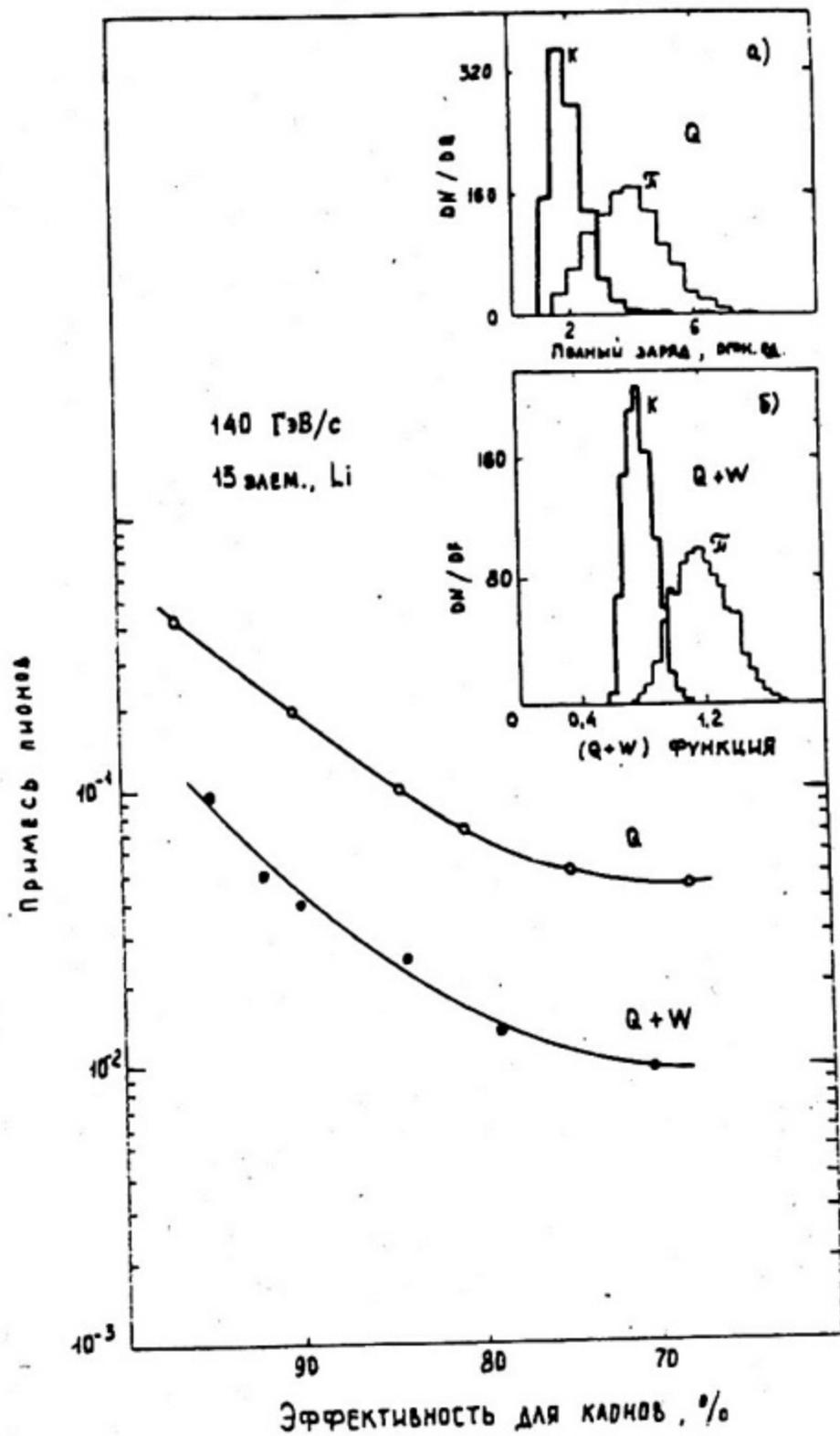


Рис. 13.  $\pi/K$  разделение двумя методами: а - метод полного энергосъединения, Q ; б - метод функции идентификации, Q+W

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ О ПРОДОЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ РПИ. МЕТОД СЧЕТА ИОНИЗАЦИОННЫХ КЛАСТЕРОВ

В этом методе используется информация о выделении энергии в газовом детекторе, расположенном вслед за радиатором РПИ и регистрирующем совместно кванты РПИ и ионизационные потери частицы. Ионизация от фотоэлектронов с энергией несколько килоэлектронвольт, возникающих в газе при поглощении квантов РПИ, локализована в малом объеме. Например, пробег электронов с энергией 10 кэВ в ксеноне при нормальном давлении  $\lesssim 100$  мкм. Размеры ионизационного кластера, возникающего при этом, будут определяться диффузией электронов в газе, величина которой при нормальном давлении составляет  $\sim 500$  мкм FWHM [18]. Для подобных ионизационных кластеров фоном являются уже не полные ионизационные потери, а только  $\delta$ -электроны с энергией порядка нескольких килоэлектронвольт, число которых довольно мало, например  $N_\delta (E_\delta > 3 \text{ кэВ}) = 0,1 \text{ см}^{-1}$  в ксеноне, и их суммарная энергия составляет менее 10% полных ионизационных потерь релятивистской частицы.

Другим преимуществом метода счета кластеров является вид распределения их числа от РПИ и  $dE/dx$ . Это распределение есть распределение Пуассона, а не гораздо более широкое распределение типа распределения Ландау в случае полных ионизационных потерь [14] или же распределение энергии РПИ [19]. С другой стороны, недостатком счета фотонов РПИ является более слабая зависимость числа фотонов РПИ от  $\gamma = E/mc^2$  в отличие от полной энергии РПИ. Однако имеется по крайней мере два важных практических случая, когда этот недостаток несуществен.

1. Идентификация адронов в области энергий  $\sim 100$  ГэВ, где зависимость  $N_\gamma(E/mc^2)$  очень резкая ("пороговое поведение").

2. Разделение "электрон-адрон" при энергиях  $\gtrsim 1$  ГэВ, в этом случае большая разница в массе  $\lambda/e$  делает метод счета фотонов РПИ эффективным.

Следует отметить, что в методе счета кластеров от фотонов РПИ и  $\delta$ -электронов возможно использование дополнительной информации об энергетическом и пространственном

распределении (вдоль трека частицы) ионизационных кластеров. Они должны иметь вид, приведенный в табл. 2.

Таблица 2

Распределение	РПИ	$\delta$ -электроны
Энергетическое	$F(E_{кл})$ типа рис. 3	$F(E_{кл}) \approx \frac{1}{E_{кл}^2}$
Вдоль трека (ось $Z$ )	$F(Z) \approx e^{-\mu Z}$ , $\mu$ - эффективный коэффициент погло- щения квантов РПИ	$F(Z) = const$

Использование энергетических и пространственных характеристик кластеров должно также улучшить разделение событий с квантами РПИ от  $\delta$ -электронов.

Изучение метода идентификации частиц с помощью счета кластеров производилось в работе [13] с помощью специальной дрейфовой камеры с продольным (вдоль следа частицы) дрейфом (рис. 14). Камера располагалась в пучке с импульсом от 15 до 140 ГэВ вслед за радиатором РПИ (1500 литиевых фольг толщиной 30 мкм с расстоянием  $200 \pm 50$  мкм, в атмосфере гелия), содержала дрейфовый (10 мм) и анодный промежуток (см. рис. 14) и наполнялась 70% Хе + 30%  $CO_2$ . Точковый сигнал с выхода камеры анализировался в течение времени дрейфа временными шагами  $64 \times 20$  нс = 1280 нс ( $\sim 10$  мм) с измерением амплитуды в каждом временном интервале, соответствующем длине вдоль трека около 200 мкм.

На рис. 15 и 16 показаны энергетические (откалиброванные по  $\gamma$ -квантам  $^{55}Fe$ ) и пространственные распределения ионизационных кластеров для случаев пучков  $\pi/e$  (15 ГэВ) и  $\pi/K$  (140 ГэВ). Распределение  $\delta$ -электронов ( $\pi$ , 15 ГэВ и  $K$ , 140 ГэВ) и РПИ - квантов +  $\delta$ -электронов ( $e$ , 15 ГэВ и  $\pi$ , 140 ГэВ) ясно видны и хорошо соответствуют ожидаемому. На рис. 17 на примере разделения  $\pi/K$  (140 ГэВ) показано отличие метода счета кластеров ( $N$ ) от традиционного метода полного энергосъема ( $Q$ ).

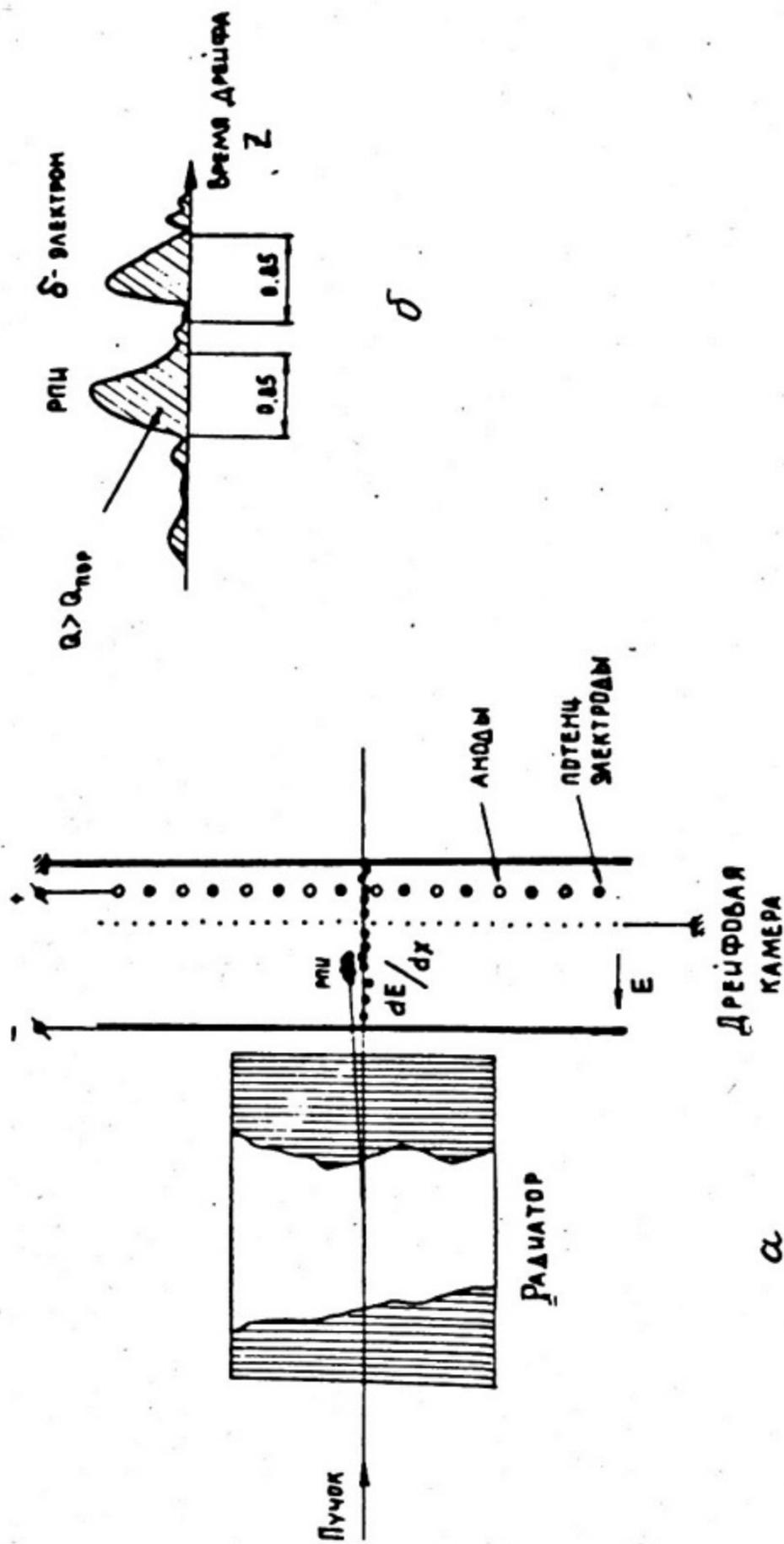


Рис. 14. Схема экспериментальной установки (а) для метода счета ионизационных кластеров. Метод иллюстрируется картиной токового сигнала с дрейфовой камеры (б)

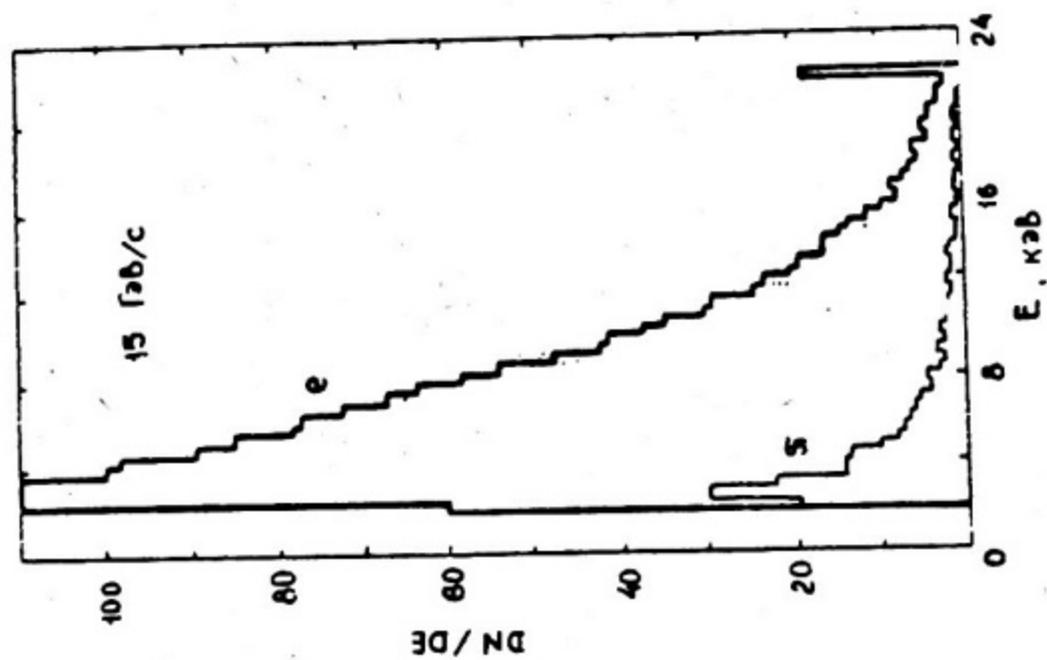
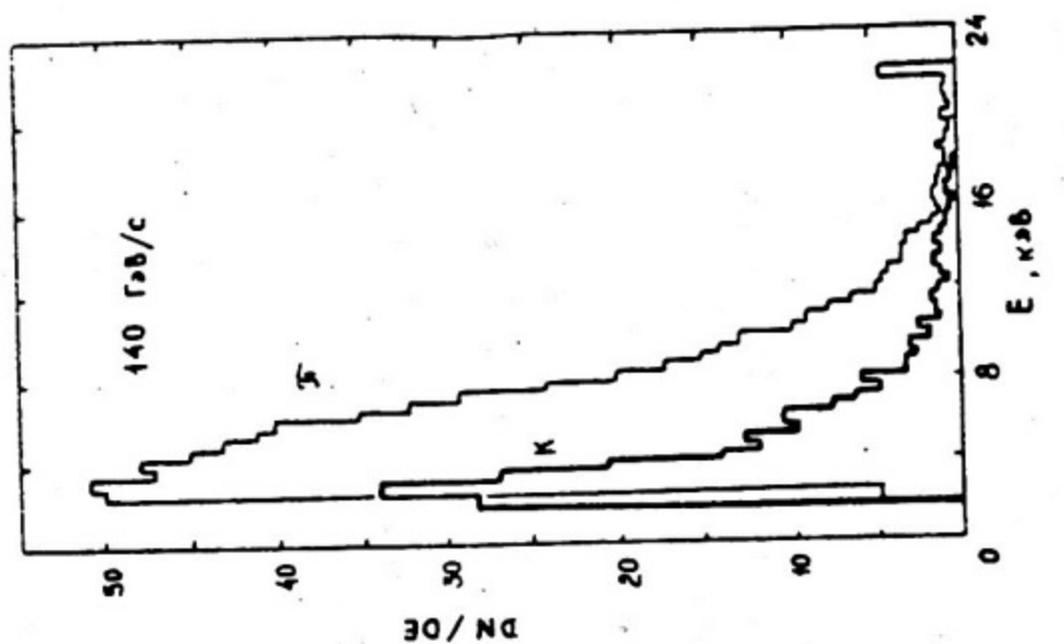


Рис. 15. Распределение ионизационных кластеров по энергии для  $E_{\text{кл}} > 2$  кеВ для 1000 частиц

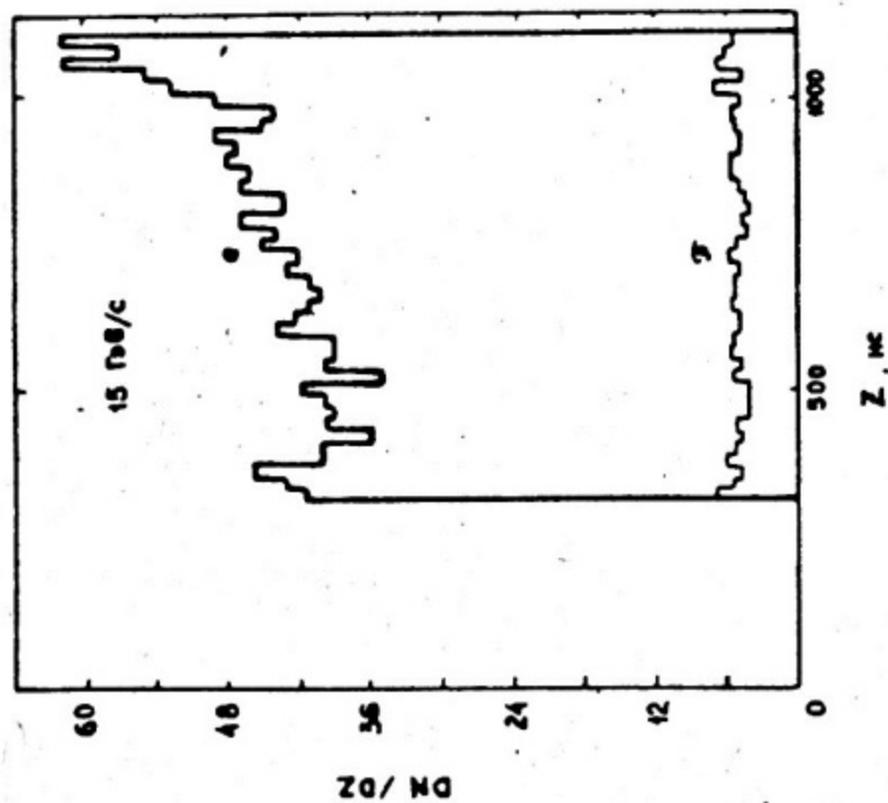
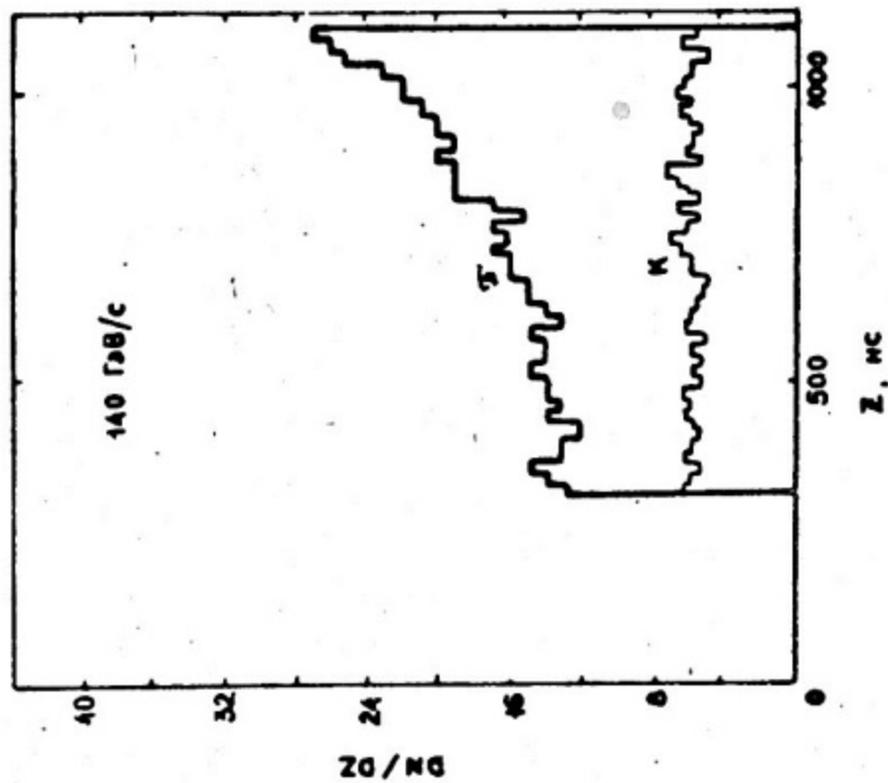


Рис. 16. Распределение ионизационных кластеров с  $E > 2$  кэВ вдоль трека частиц для 1000 частиц. Одно разбиение гистограммы соответствует 170

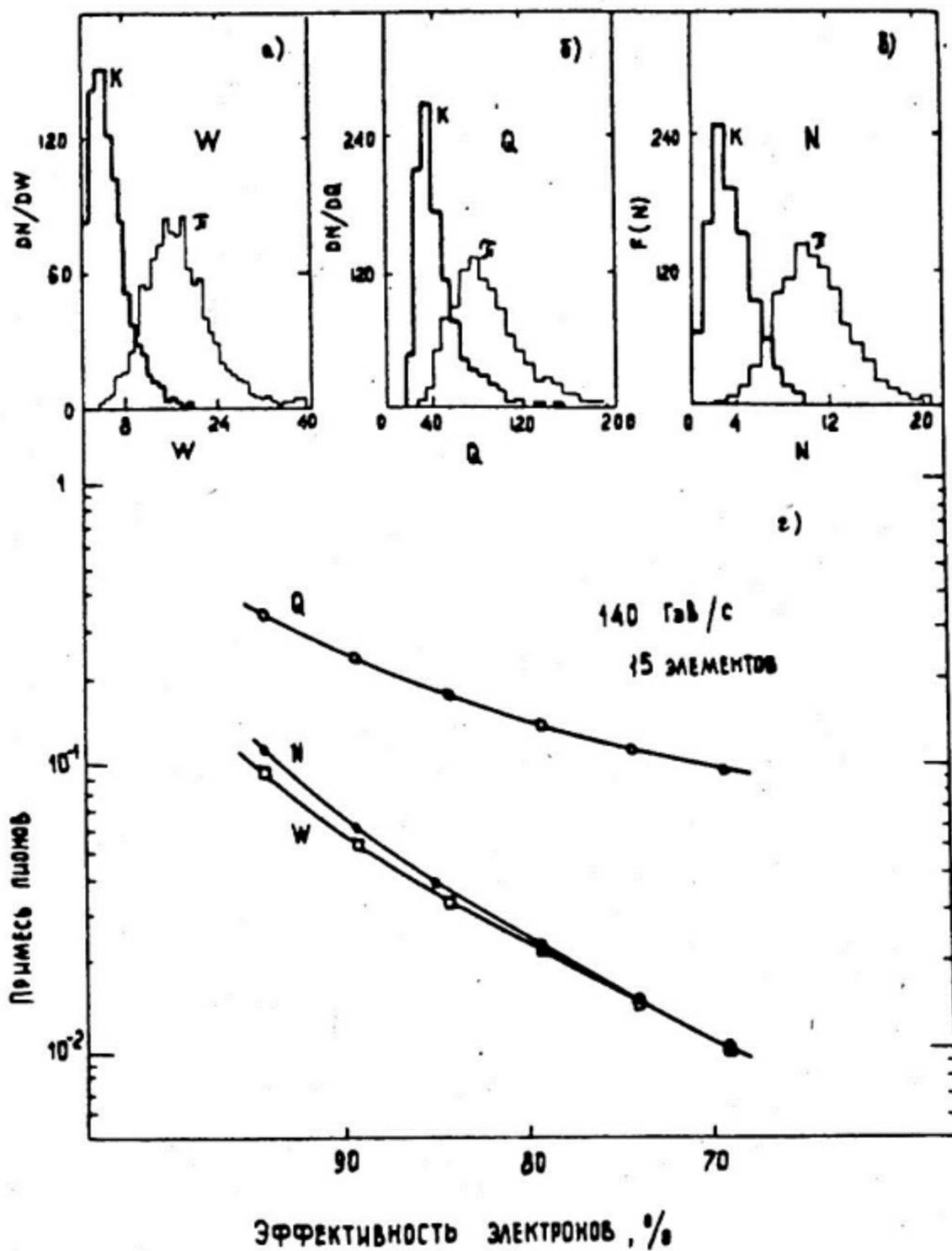


Рис. 17.  $\alpha/\gamma$  разделение различными методами: а - метод функции идентификации  $W$  ; б - метод полного энергосодержания  $Q$  ; в - метод счета кластеров  $N$

Здесь же приведены результаты режекции  $\pi/K$  с использованием энергетических и пространственных характеристик кластеров, а именно, по распределениям функции идентификации

$$W = \prod \frac{F^{\pi(e)}(E_{кл}, Z)}{F^{K(\pi)}(E_{кл}, Z)},$$

где  $F^{\pi} [E_{кл}, Z]$  — вероятность образования кластера  $(E_{кл}, Z)$  пионами.

Идентификация частиц методом счета кластеров существенно лучше (рис. 17), чем обычным методом полного энергосъема; использование же информации о характеристиках кластеров практически не меняет эффективность идентификации. Последний результат очень важен, так как измерение энергии и положения кластера требует применения дорогостоящей электроники.

Показанные на рис. 17 результаты были получены [12] для изучения сравнительных возможностей метода счета кластеров на РПИ-детекторе, который не был оптимизирован как практический РПИ-идентификатор. При создании практического прототипа РПИ-идентификатора необходимо учесть следующие соображения:

полная толщина вещества РПИ-радиатора на пути частицы  $M$  должна быть минимальной, т.е. в случае  $\pi/K/p$  режекции:  $M \lesssim (5 \div 10) 10^{-2}$  радиационной длины, в случае  $\pi/K/p$  режекции  $M \lesssim 0,1$  длины взаимодействия адронов;

очень важным требованием для РПИ-детектора, содержащего, как правило, большое число элементов является простота и дешевизна электроники;

возможность реализации быстрого триггера с помощью РПИ-детектора.

## ПРАКТИЧЕСКИЙ ПРОТОТИП РПИ-ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ МЕТОДА СЧЕТА КЛАСТЕРОВ [13]

РПИ-детектор (рис. 18) состоял из 12 элементов "радиатор — пропорциональная камера". Каждая камера (рис. 18,б) имела расстояние "катод-анод" — 4 мм, диаметр анодных проволочек — 20 мкм. Камеры работали на продув смеси  $50\% \text{Xe} + 50\% \text{NC}_4$ , коэффициент газового усиления  $5 \cdot 10^3 \div 10^4$ .

При анодном напряжении  $2700 \div 2800$  В скорость дрейфа электронов  $v_d = 30 \div 35$  нс/мм. В этом случае полное

Время собирания электронов с треков частиц в камере составляло около 160 нс. Входное и выходное окна камеры, которые одновременно являлись катодами, сделаны из алюминизированного майлара толщиной 10 мкм. Каждая камера содержала  $\gamma$ -источник  $^{55}\text{Fe}$  (5,9 кэВ), с помощью которого производилась энергетическая калибровка.

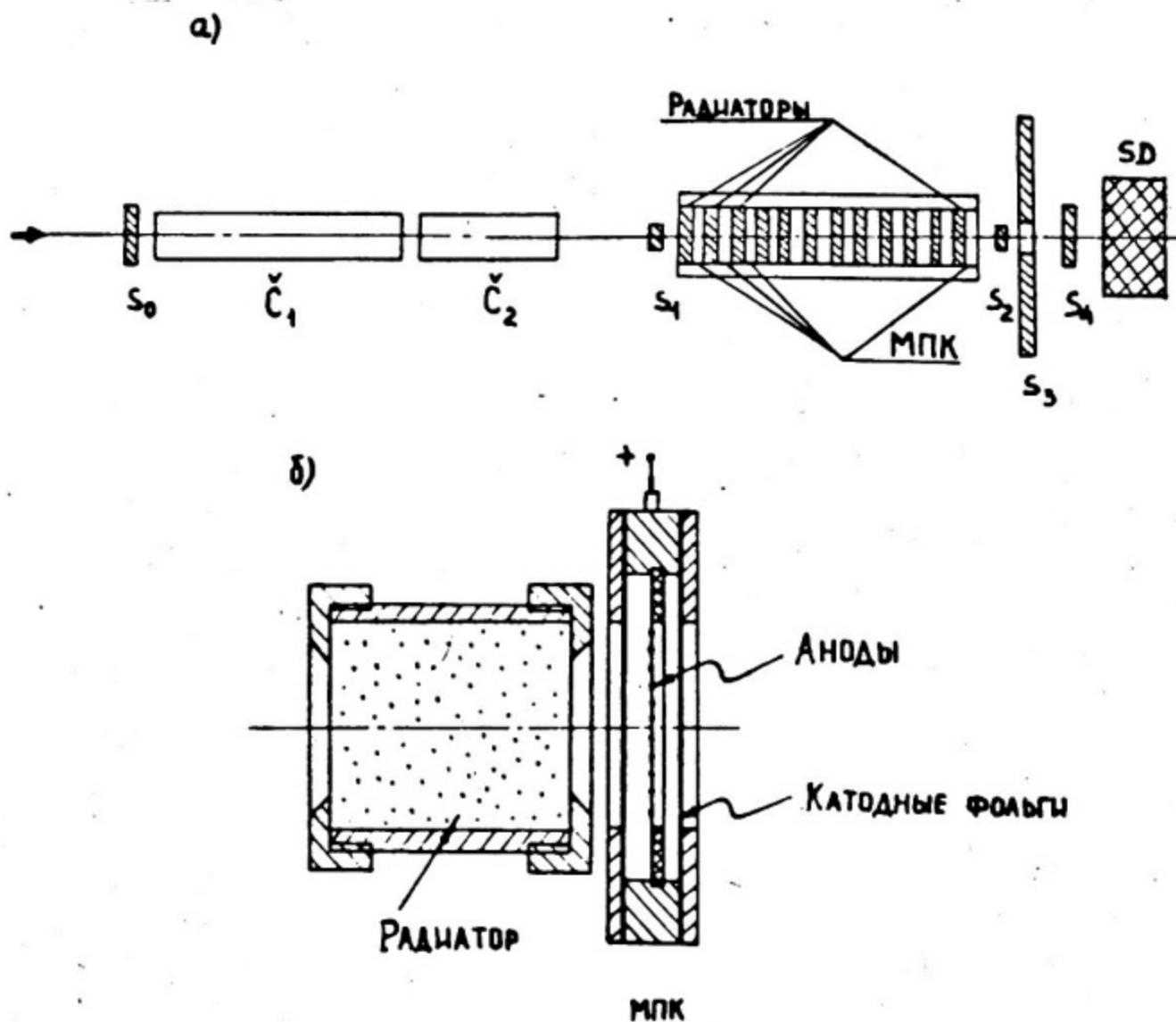


Рис. 18. Схема экспериментальной установки:  
 а - система выделения и идентификации частиц ( $S_0-S_4$  - сцинтилляционные счетчики,  $\check{C}_1, \check{C}_2$  - газовые пороговые черенковские счетчики,  $SD$  - "сэндвич" свинец (уран) - пластик);  
 б - схема одного элемента "радиатор-детектор"

Таблица 3

## Параметры РПИ-радиаторов

Тип радиатора	Толщина фольги, мкм	Расстояние между фольгами, мкм	Длина одного радиатора		Длина идентификатора			
			см	г/см <sup>2</sup>	см	г/см <sup>2</sup>	радиацион. длины	длины взаимодействия
Li I	30	160 ± 80	2,0	0,19	36	2,28	2,7 · 10 <sup>-2</sup>	2 · 10 <sup>-2</sup>
Li II	35	240 ± 80	4,5	0,30	66	3,6	4,3 · 10 <sup>-2</sup>	3,5 · 10 <sup>-2</sup>
C - ВОЛОКНО	7	-	4,5	0,30	66	3,6	9,0 · 10 <sup>-2</sup>	3,5 · 10 <sup>-2</sup>

В работе использовались РПД-радиаторы 3-х типов. Их параметры приведены в таблице 3. В качестве материала радиаторов использовались фольги из металлического лития толщиной  $30 \div 35$  мкм, а также волокна из чистого углерода толщиной 7 мкм (плотность  $1,9 \text{ г/см}^3$ ).

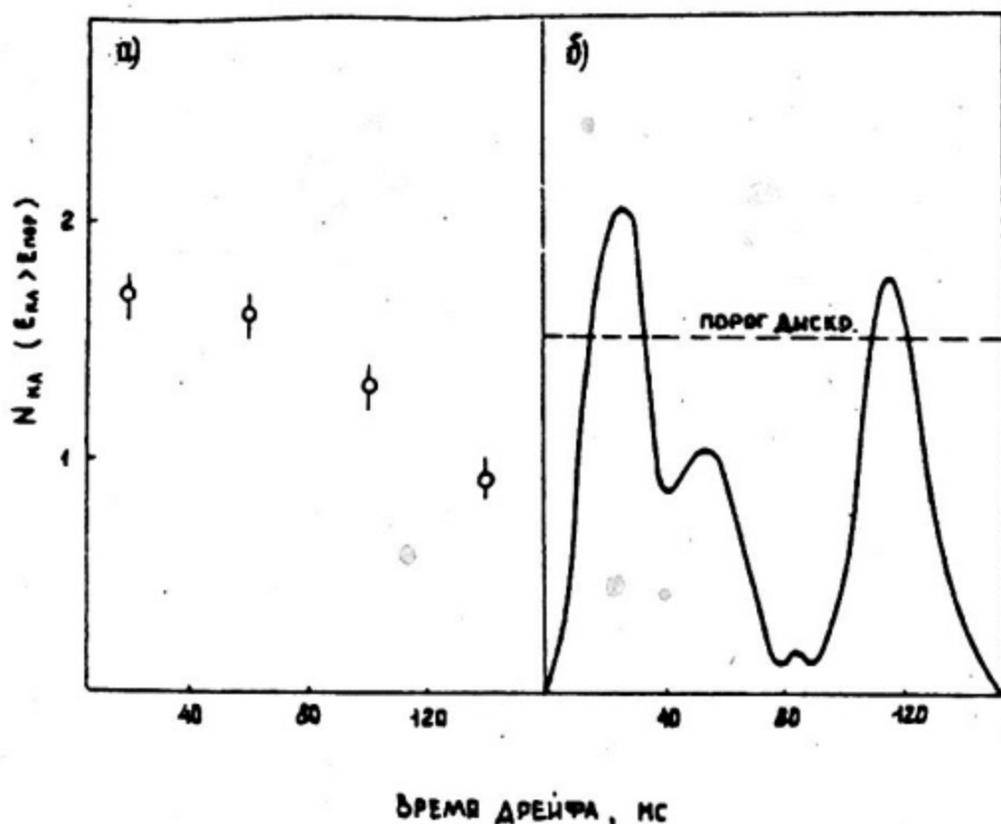


Рис. 19. Распределение числа кластеров в четырех сдвинутых во времени воротах (а) (ширина ворот – 40 нс, каждые ворота сдвинуты относительно предыдущих на 40 нс) и форма тока с пропорциональной камеры для индивидуального события (б)

Импульсы с каждой камеры анализировались двумя способами (рис. 19):

- с помощью четырех амплитудных кодировщиков, управляемых последовательными во времени воротами шириной 40 нс. Каждый кодировщик регистрировал часть импульса тока, соответствующую в пространстве 1 мм. Таким образом измерялась амплитуда кластеров и их число в 12-ти камерах;

- с помощью порогового дискриминатора с мертвым временем 10 нс производился счет кластеров, амплитуда (энергия)

которых превышает заданный порог. На рис. 19,а показано распределение среднего числа кластеров, зарегистрированных в четырех временных интервалах, на рис. 19,б – форма токового сигнала в индивидуальном событии.

РПИ-детектор экспонировался на пучке  $SPS\ CERN$  с энергиями 10,15 и 140 ГэВ. Пучок выделялся счетчиками  $S_0, S_1, S_2$  (см. рис. 19), его размер определялся размерами счетчика  $S_1$  (10 x 10 мм). Для разделения электронов и пионов в пучке служили два газовых черенковских счетчика  $C_1$  (длина 21 м) и  $C_2$  (длина 11 м). При эффективности регистрации электронов  $0,9 \div 0,95$  счетчики  $C_1$  и  $C_2$  подавляли примесь электронов в пучке пионов до уровня  $(0,5 \div 1) \cdot 10^{-2}$ . Для еще большего подавления примеси электронов применялся ливневый детектор на основе "сэндвича" сцинтиллятор – свинец (или уран). В результате примесь электронов в пучке пионов подавлялась до уровня  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ . За РПИ-детектором располагался счетчик  $S_3$  с отверстием 25 м для исключения событий с группами частиц. Счетчик  $S_4$  служил как охранный счетчик, запрещающий двойные события в интервале 200 нс.

Число кластеров, регистрируемых в РПИ-детекторе, должно подчиняться распределению Пуассона. Рис. 20 иллюстрирует это утверждение с точностью  $\sim 10^{-3}$ , сравнимой с чистотой пионного пучка.

На рис. 21 показана сепарация  $\pi/e$  (радиатор  $LiI$ ) при энергии частиц 10 и 15 ГэВ методами полного энергосыделения ( $Q$ ) и счета кластеров ( $N$ ). Второй метод дает преимущества в режекции  $\pi/e$  при уровне эффективности электронов 90% на фактор  $\sim 25$ , причем метод счета кластеров при помощи более простой электроники (дискриминатор) оказывается наиболее эффективным. Уровень примеси пионов  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  возможно связан с чистотой пучка и является пределом в данных условиях эксперимента.

Важной характеристикой метода счета кластеров является зависимость сепарации частиц от пороговой энергии кластера. На рис. 22 показана сепарация  $\pi/e$  как функция пороговой энергии. Видно, что в широкой области (2,6  $\div$  4,5 кэВ) сепарация частиц изменяется очень слабо. Это свойство определяет требование к стабильности всей системы в целом и, в частности, позволяет использовать для счета кластеров простую и дешевую электронику.

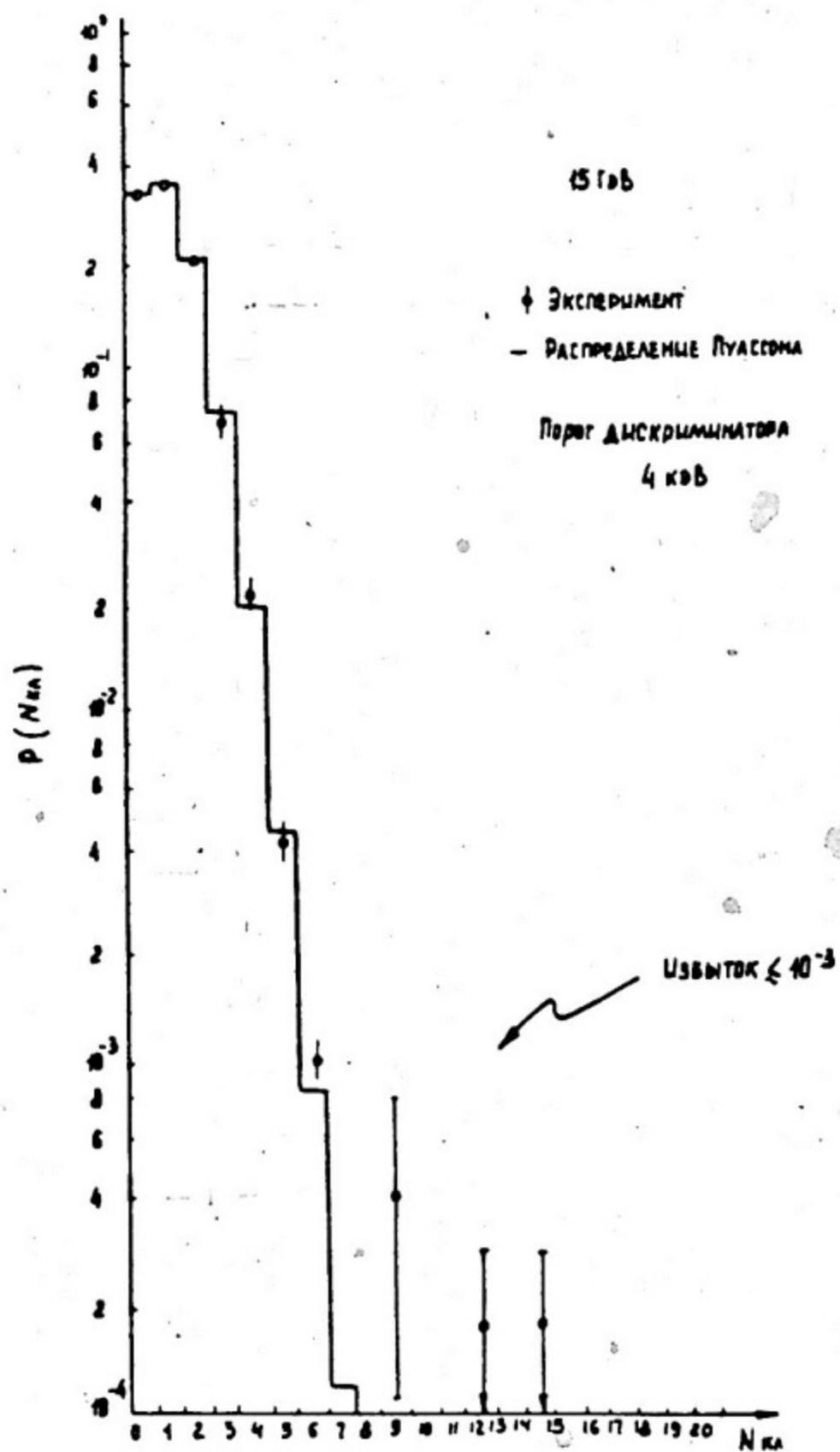


Рис. 20. Распределение вероятности регистрации данного числа кластеров (сплошная гистограмма — распределение Пуассона при том же значении среднего числа кластеров )  
2-701

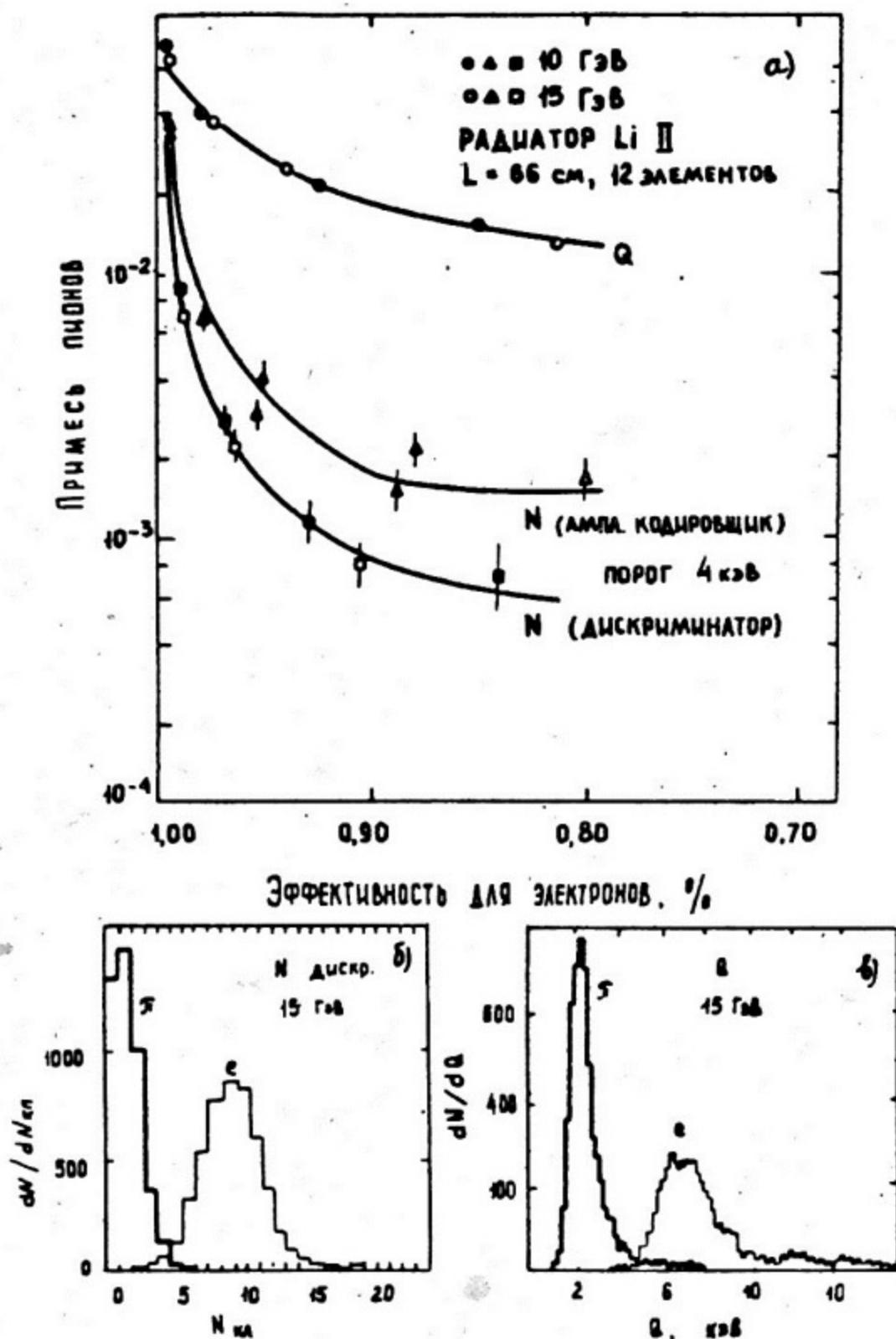


Рис. 21.  $\pi/e$  режекция при энергии частиц 10 и 15 ГэВ при использовании радиатора из литиевых фольг  $Li II$  (а), распределение по числу кластеров  $N$  (б) и по полному выделенному заряду  $Q$  для электронов и пионов (в)

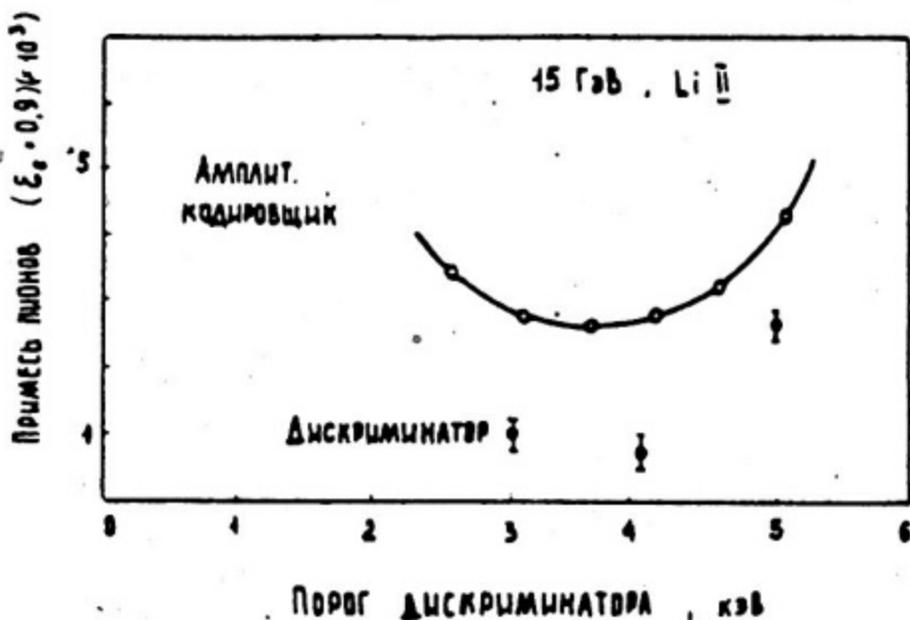


Рис. 22  $\mathcal{X}/e$  режекция как функция пороговой энергии кластеров, при эффективности регистрации электрона 90%

Рис.23 показывает зависимость  $\mathcal{X}/e$  режекции от полной длины РПИ-детектора, которая прямым образом связана с возможностью создания РПИ - идентификатора большой апертуры.

Разделение адронов ( $\mathcal{X}/K$  при 140 ГэВ) показано на рис. 24. Здесь также видно преимущество метода счета кластеров. Режекция  $\sim 100$  достигается при использовании радиатора из С-фибры, который в данном случае ( $f_{\mathcal{X}} = 10^3$ ) оказался наиболее эффективным. Режекция  $\sim 10^2$  получена для РПИ-детектора, состоящего из 24 элементов общей длиной 132 см.

Результаты полученные на практическом прототипе РПИ-детектора, показали высокую эффективность метода счета кластеров для сепарации частиц в области  $f_{\mathcal{X}} = 10^3 \div 3 \cdot 10^4$ . Метод позволяет создать РПИ-детектор, обладающий следующими характеристиками:

- режекция частиц  $\sim 10^2 \div 10^3$ ;
- компактность (длина  $\sim 0,5 \div 1$ ), т.е. возможность создания детектора большой апертуры;
- возможность использования простой и сравнительно дешевой электроники;
- возможность организации триггера за время  $150 \div 200$  нс;
- возможность работы при больших интенсивностях ( $\sim 10^5$  1/с).

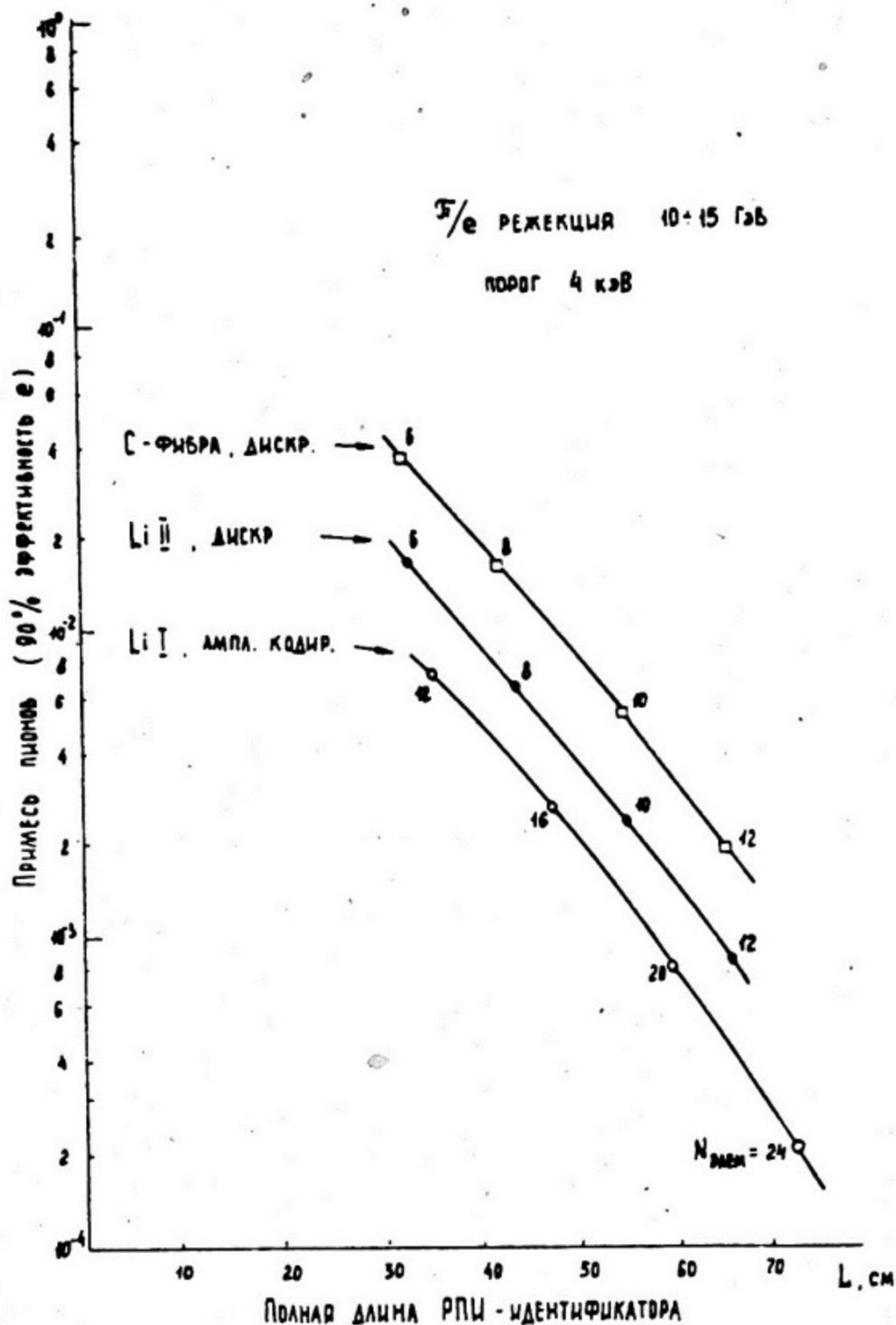


Рис. 23. Зависимость  $\mathcal{E}/e$  режекции от полной длины РПИ-детектора для различных радиаторов. (цифры у кривых — число элементов, из которых состоит РПИ-детектор данной длины)

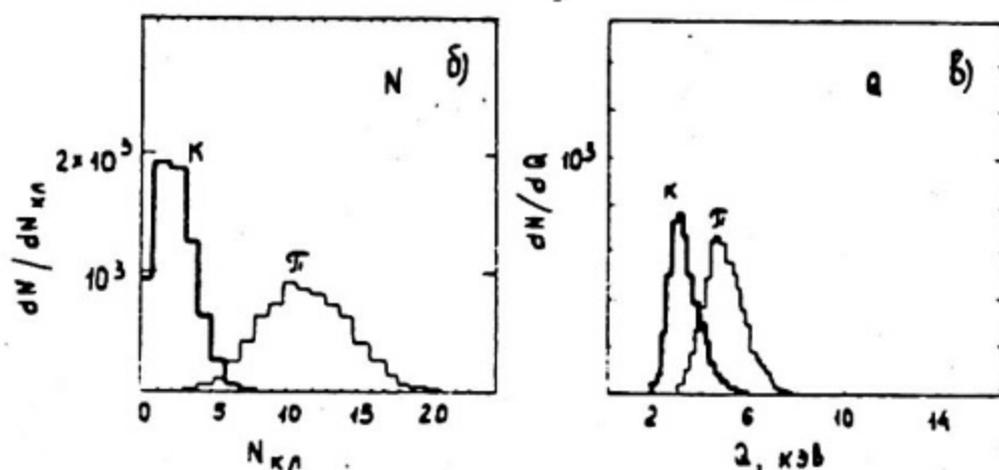
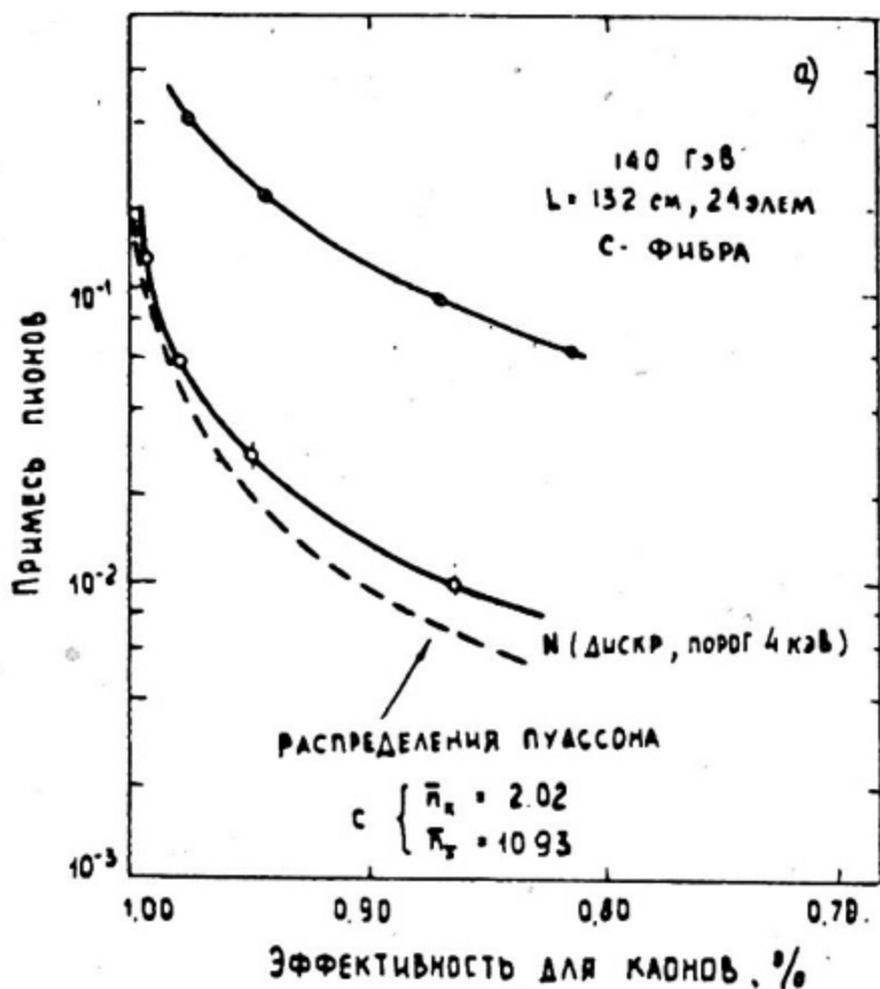


Рис. 24.  $\pi/K$  режекция в зависимости от заданной эффективности регистрации каонов (а), распределение по числу кластеров  $N$  (б) и по выделяемому заряду  $Q$  (в) для  $\pi$  и  $K$ -мезонов.

## ДАЛЬНЕЙШЕЕ ВОЗМОЖНОЕ РАЗВИТИЕ РПИ-ИДЕНТИФИКАТОРОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА СЧЕТА КЛАСТЕРОВ

Оптимизация РПИ-идентификатора, основанного на методе счета ионизационных кластеров, заметно отличается от соответствующей оптимизации для случая метода полного энерговыделения, развитой в [7]. Основным отличием является большая роль мягкой части рентгеновского РПИ-спектра ( $\lesssim 10$  кэВ), дающей наибольший вклад в статистику квантов (кластеров), что приводит к необходимости применения более тонких слоев РПИ-радиаторов и меньшую толщину слоя газа в детекторе.

На рис. 25 показаны результаты численных расчетов для трех типов радиаторов при разделении  $X/K$ . Кривые соответствуют изолиниям коэффициента режекции  $R = \frac{\epsilon_K}{\epsilon_X} = 100$ .

По сравнению с экспериментальными результатами [13] кривые рис. 25 получены для большей толщины газа детектора ( $\sim 10$  мм Хе вместо 4 мм в каждом детекторе), что увеличивает эффективность идентификации.

Анализ кривых показывает:

1. Наиболее эффективным радиатором являются  $Li$  и  $Be$  в области тонких толщин фольг ( $\sim 10$  и  $\sim 5$  мкм соответственно). Фольги из бериллия позволяют создать компактный детектор ( $\lesssim 0,5$  м) вплоть до  $\gamma_X \approx 450$  ( $E_X \approx 60$  ГэВ).

2. Подъем правой части ветви кривых с ростом толщины фольг связан с тем, что кривые построены для фиксирования полной толщины радиатора  $8$  г/см<sup>2</sup>, поэтому увеличение толщины фольги означает уменьшение числа фольг.

3. Подъем левой ветви кривых связан с нарушением условия  $a \gg Z_a$ .

4. "Замыкание" кривых в области больших толщин фольг и больших  $\gamma$  связано с фиксированием расстояния между фольгами  $b = 100$  мкм в этих расчетах. Область  $\gamma > 3000$  доступна при увеличении расстояния  $b$ .

Применение тонких бериллиевых фольг ( $\lesssim 10$  мкм) в методе счета кластеров должно дать весьма ощутимый выигрыш при режекции  $X/e$  в длине идентификатора в широкой области  $\gamma_X$  (в области энергий до 100 ГэВ).

Рис. 26 иллюстрирует сравнение длин  $X/e$  идентификаторов для радиаторов из  $Li$  и  $Be$  фольг (сравните с экспериментальной кривой рис. 23). Реализация  $X/e$  идентифи-

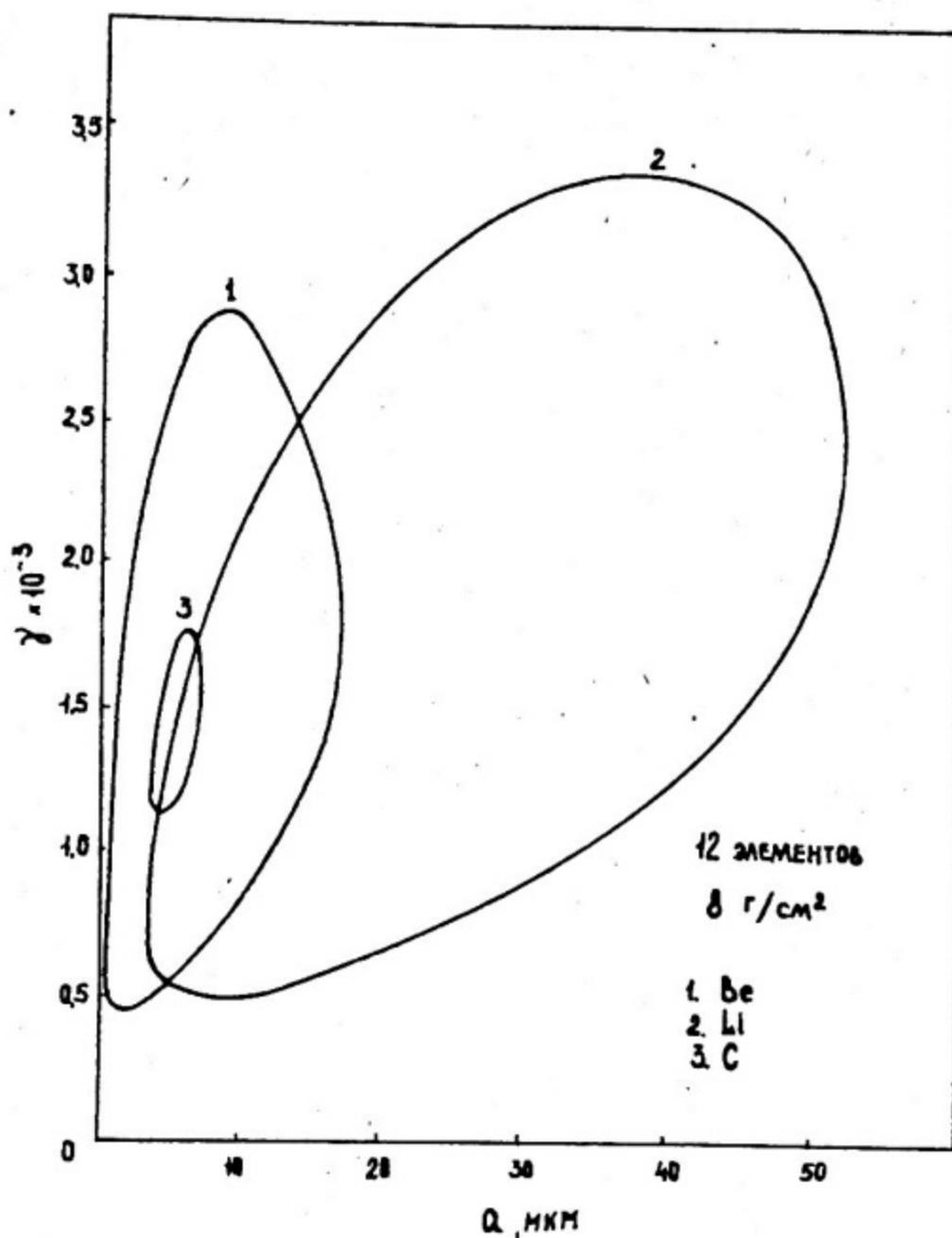


Рис. 25. Разделение  $\mathcal{K}/K$ -изоляции коэффициента режекции  
 $R = \frac{\epsilon_K}{\epsilon_X} = 100$  (полная толщина радиатора 8 г/см<sup>2</sup>, 12  
 элементов "радиатор-детектор", расстояние между фольгами  
 $b = 100$  мкм)

катора длиной  $15 \pm 20$  см, имеющего по пучку всего  $1,5 \div 2$  г/см<sup>2</sup>, с коэффициентом режекции  $R = \frac{\epsilon_e}{\epsilon_\pi} \approx 10^3$  представляется весьма важной и заманчивой.

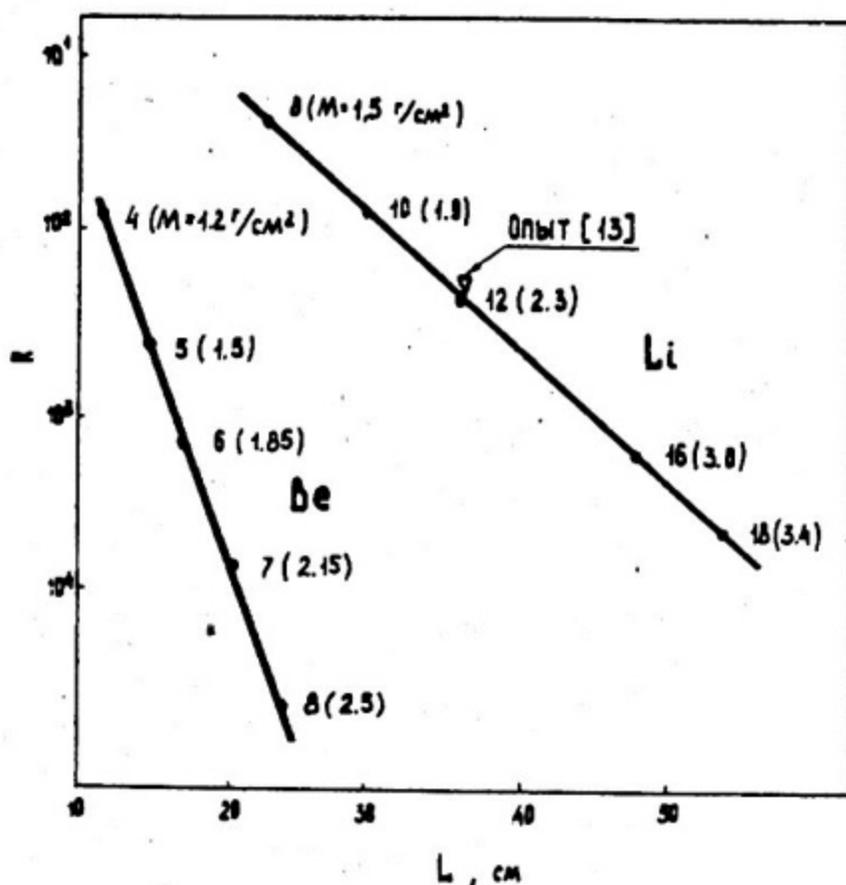


Рис. 26.  $\pi/e$  режекция для  $\gamma_e = 10^4$ . Параметры радиаторов: Li :  $a = 30$  мкм,  $b = 160$  мкм; Be :  $a = 10$  мкм,  $b = 100$  мкм (цифры у кривых показывают число элементов идентификатора и его толщину в г/см<sup>2</sup>).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие идентификаторов частиц высоких энергий в последние несколько лет продемонстрировало, что применение эффективных РПИ-радиаторов совместно с методом счета кластеров делает РПИ-идентификаторы весьма эффективным инструментом исследований в области энергий современных ускорителей ( $\pi/e$ -идентификаторы) и в особенности ускорителей ближайшего будущего. В области  $\gamma \gtrsim 300$  РПИ-иденти-

фидикаторы являются, по-видимому, наиболее эффективным, если не единственным, методом исследований (рис. 27).

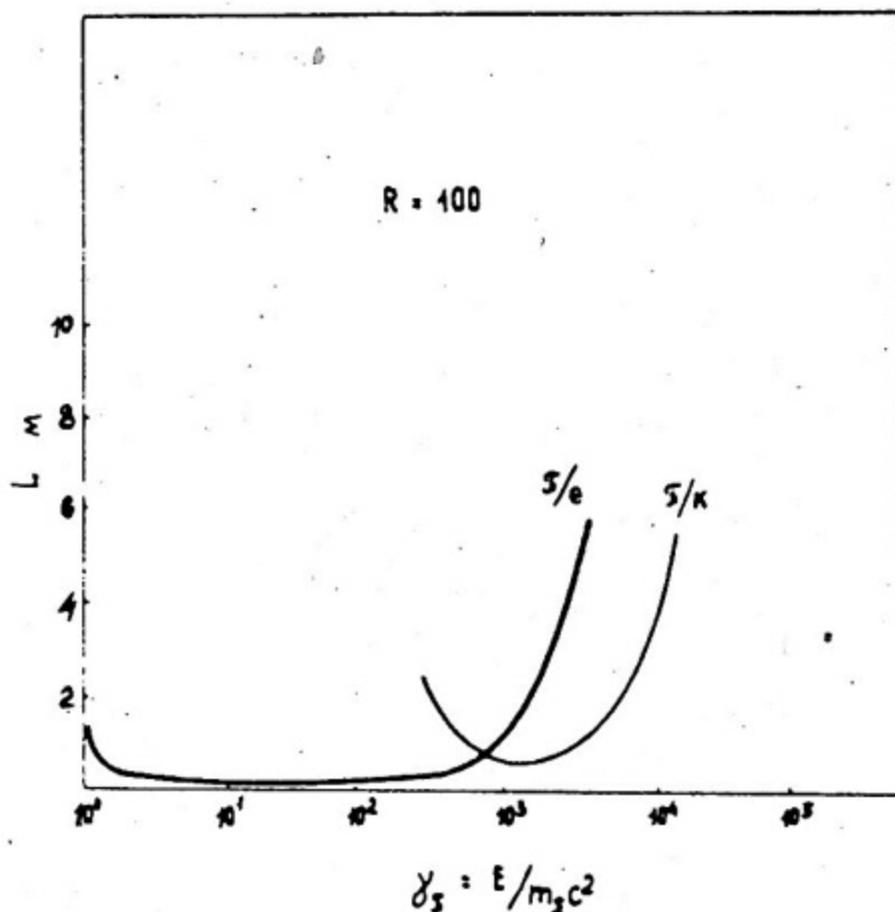


Рис. 27. Длина РПИ-идентификатора, необходимая для разделения  $L/e$  и  $L/k$ , как функция лоренц-фактора  $\gamma_s$  (коэффициент режекции  $R = 100$ )

Автор благодарит С.Майбурова и В.Черныгина за помощь в подготовке материалов лекции.

### Используемая литература

1. В.Л. Гинзбург, Н.М. Франк.-ИЭТФ, 16, 15 (1946).
2. Г.М. Гарсиан,-ИЭТФ, 36, 527 (1959) .
3. Г.М. Гарсиан,- Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, стр.15, Бриван, 1977.
4. M.L.Cherry et al.-Phys.Rev.,D10,3594(1974).
5. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Бриван, 1977.
6. V.I.Baskakov et al. - Proposal to CERN SPS P-126(1978)
7. J.Cobb et al.-NIM,140,413(1977).
8. C.W.Fabjan,W.Strucosinski.Phys.Lett.,57B,483(1975).
9. J.Cobb et al.-Phys. Lett.,68B,101(1977),72B,273(1977).
10. V.Cornichau et al.-"Test of a model TRD for high energy hadron identification in KES",CERN,1978.
11. M.Dentschmann et al.-CERN-EP/80-155,1980.
12. T.Ludlam et al.-CERN-EP/80-156,1980.
13. C.W.Fabjan et al.-CERN-EP/80-198,1980.
14. V.Krnilova et al.-NIM,145,555(1977).
15. A.Oghneskian et al.-NIM,145,251(1977).
16. A.Alikhanian et al.-Phys.Rev.Lett.,25,635(1970).
17. A.Alikhanian et al.- NIM,138,137(1979).
18. F.Sanli-CERN 77-09,1977.
19. В.К. Еремшова, В.А.Чечин.-Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, стр. 298, Бриван, 1977.

Редактор Е.Н. Кочубей  
Техн. редактор Н.М. Генкина  
Корректор В.З. Решетникова

---

Л- 86142

Подписано в печать 4/У-1981г.

Формат 60 x 84 1/16

Объем 2,75 п.л. Уч.-изд.л. 2,5

Тираж 800 экз. Цена

11 коп. Изд. № 072-1

Заказ № 701

---

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 1