

12  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

А.Е.Бондарь, А.П.Онучин, В.С.Панин,  
В.И.Тельнов

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ  
ИНДУКЦИОННЫХ  
ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР

ПРЕПРИНТ 82 - 17



#### А Н Н О Т А Ц И Я

В работе изучается пространственное разрешение пропорциональных камер с линией задержки, подсоединенной к катоду. В качестве линии задержки используется коаксиальный кабель. Для релятивистских электронов получено пространственное разрешение

$\delta \approx 25$  мкм при нормальном падении и 120 мкм при угле падения  $35^\circ$ . Для протонов с энергией 65 МэВ при нормальном падении получено  $\delta \approx 15$  мкм. Обсуждаются факторы, ограничивающие точность метода.

## В в е д е н и е

Метод измерения координаты с помощью линии задержки, подсоединенной к катоду, был предложен в 1970 году в работах /1,2/. Этот подход привлекателен тем, что шаг между проволочками не ограничивает пространственную точность. Данный метод в настоящее время применяется как в пропорциональных, так и в дрейфовых камерах. В работах /3-5/ получено пространственное разрешение для минимально ионизирующих частиц лучше 300 мкм. В работе /4/ разрешение составляло  $\delta \approx 100$  мкм для нормального падения и 200 мкм при угле  $30^\circ$ .

В работах /6-8/ развивается метод определения координаты путем измерения амплитуд сигнала на полосках, на которые разделяется катод. Таким способом получено пространственное разрешение  $\delta \approx 50$  мкм для нормального падения частиц /8/. Принципиально оба метода имеют, по-видимому, одинаковую предельную точность, но метод с линией задержки проще по электронике, хотя сложнее по конструкции.

Для сравнения заметим, что лучшее разрешение, полученное на дрейфовых камерах, составляет 60 мкм при  $p=1$  атм /9,10/ и 30 мкм при  $p=4$  атм /10/. В электролюминесцентной дрейфовой камере при давлении ксенона 20 атм достигнута точность  $\delta \approx 16$  мкм /11/.

Работа по изучению метода измерения координаты с помощью линии задержки (ЛЗ), подсоединенной к катоду, начались в нашей группе в 1972 году. В работе /12/ мы изучали различные типы линий задержек. Для фотонов с энергией 5,9 кэВ было получено разрешение 100 мкм. Предпочтение было отдано линиям задержки на основе коаксиального кабеля.

Наибольший интерес для нас представляет пространственное разрешение для заряженных частиц, которое исследовалось в работах /13,14/. Для нормального падения было получено разрешение 30 мкм для релятивистских электронов и 15 мкм для протонов с энергией 65 МэВ.

В настоящей работе представлены результаты нового цикла измерений пространственного разрешения с релятивистскими электронами для нормального падения, а также данные о зависимости разрешения от угла падения в диапазоне  $0-35^\circ$ . Камеры с кабель-

ной линией задержки имели размеры около 3 см. Использовались газовые смеси на основе  $Ar$ , изобутана,  $CO_2$  с добавками метилала, спирта, фреона I3-VI. Рассматриваются вопросы об оптимальном выборе параметров камеры и линии задержки. Обсуждаются физические явления в газе, определяющие разрешение.

## 2. Принцип работы индукционных камер

Суть метода хорошо известна и состоит в следующем. После прохождения частицы через камеру при движении электронов и ионов лавины на катоде наводится заряд. Причем, центр тяжести распределения совпадает с координатой лавины. Распределение плотности наведенного заряда имеет вид  $\rho(x) \propto 1/(x^2+d^2)$  с шириной на полувысоте  $2d$ , где  $d$  - зазор между анодной и катодной плоскостями. При подсоединении линии задержки к катодной плоскости, намотанной перпендикулярно анодным проволочкам, в ЛЗ образуется сигнал, который распространяется в обоих направлениях. Координата лавины определяется по разности времен прихода к концам ЛЗ. Поскольку в таком методе сигнал наводится на несколько катодных проволочек, то разрешение может быть меньше шага катодных проволочек.

В соответствии с договоренностью на Международном совещании по методике проволочных камер в Дубне в 1975 году мы называем камеры с измерением координаты по распределению индуцированных зарядов индукционными камерами.

## 3. Статистика ионизации

Принципиальное ограничение на пространственную точность индукционных камер обусловлено статистическими процессами при образовании и переносе ионизации. Рассмотрим основные из них и дадим оценки их вклада в случаях перпендикулярного и наклонного падения частиц. Конкретные оценки сделаны для камеры с зазором между анодной и катодной плоскостями 2 мм и шагом анодных проволочек 2 мм и приведены в таблицах I и II.

### 3.1. Пробеги первичных электронов

Основная часть первичных электронов имеет пробег несколько микрон и их вклад в пространственную точность мал. Энергичные  $\delta$ -электроны производят основную часть ионизации, а их пробеги

могут быть велики. Вероятность больших передач описывается известной формулой  $p(\epsilon) = a/\beta^2 \epsilon^2$ ; а пробег электронов  $R \propto \epsilon^{1.7}$  /7/. Исходя из известного пространственного разрешения для  $Fe^{55}$  (3+3 кэВ)  $b \approx 100$  мкм в  $Ar$ , получаем вероятность появления в камере (толщина 4 мм)  $\delta$ -электрона с пробегом большим  $R$ :  $p \approx 0,2 R^{-2.6}/\beta^2$ , где  $R$  в микронах. Так, вероятность появления  $\delta$ -электрона с пробегом большим 50 мкм составляет 2%.

Таким образом, пробеги первичных электронов приводят с небольшой вероятностью к значительным флуктуациям координаты, но практически не сказываются на ширине распределения на полувысоте.

### 3.2. Диффузия

Среднеквадратичное смещение электрона при прохождении пути  $X$  в электрическом поле  $E$  равно  $1/5 b_{diff} = \sqrt{2E_k X / eE}$ , где  $E_k$  - эффективная температура электронов.

На рис. I приведены значения  $b_{diff}$  ( $b_{diff}$  при  $X = 1$  см) при различных концентрациях  $CO_2$  и  $C_4H_{10}$  /15, 16/. Заметим, что в интересующей нас области  $E$  в  $CO_2$   $E_k \propto E$  и в  $C_4H_{10}$   $E_k \propto E^{1.4}$  так, что  $b_0$  очень слабо зависит от  $E$ , поэтому при оценках диффузии можно пренебречь неоднородностью поля вблизи анодных проволочек.

Обозначим через  $b_1$  и  $b_p$  вклад диффузии в разрешение для случаев, когда лавина создается первым электроном и всеми (соответствует "магическому" режиму и пропорциональному). Среднее расстояние от трека до проволочки равно  $S/4$ , где  $S$  - шаг анодных проволочек и, следовательно,  $b_1 \approx b_0 \sqrt{S/4}$ . Для ионизации, равномерно распределенной по зазору,  $b_p \approx 0.5 b_0 \sqrt{1 + \varphi(1 - 1/n)}$ , где  $n_0$  - плотность ионизации,  $n$  - полное число пар ионов,  $\varphi$  - фактор, учитывающий флуктуации коэффициента газового усиления и составляющий около 0,7 /17/.

В газовой смеси  $Ar + 40\% C_4H_{10}$  для электронов на плато ионизации  $n_0 \approx 130$  и  $b_0 \approx 200$  мкм (см. Рис. I),  $n \gg 1$  откуда  $b_1 \approx 50$  мкм и  $b_p \approx 10$  мкм. Для  $Ar + 20\% CO_2$   $n_0 \approx 90$  мкм,  $b_0 \approx 350$  мкм и вклад диффузии несколько больше  $b_1 \approx 80$  мкм и  $b_p \approx 25$  мкм.

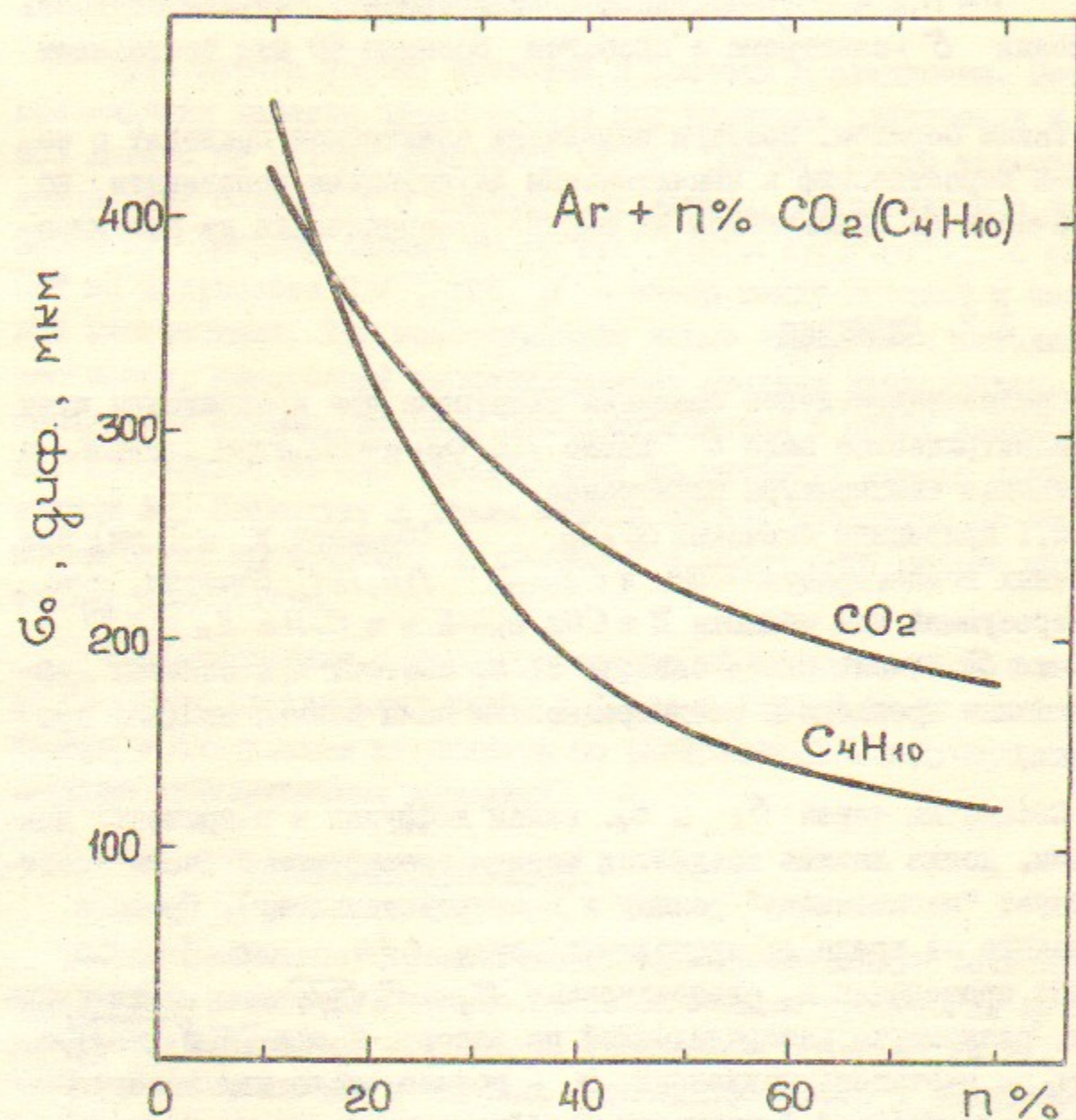


Рис. I. Среднеквадратичное смещение электрона за счет диффузии при прохождении 1 см пути в смеси  $Ar+n\%CO_2(C_4H_{10})$  при нормальном давлении; шаг анодных проволочек 2 мм.

В режиме ограниченной пропорциональности величина вклада диффузии в пространственное разрешение имеет значение промежуточное между  $\sigma_1$  и  $\sigma_p$ .

### 3.3. Флуктуации ионизационных потерь

При наклонном падении частиц (рис. 2) пространственное разрешение ухудшается за счет флуктуаций плотности ионизации вдоль трека. Распределение по расстоянию от проволочки ближайшего электрона имеет вид  $\rho(\xi) = \frac{2}{\lambda} \exp(-2\xi/\lambda)$ , где  $\lambda$  — среднее расстояние между электронами первичной ионизации. Отсюда получается  $\sigma_1^2 = 0,5\lambda^2 \sin^2 \theta_x$ . В смеси  $Ar + 40\% C_4H_{10}$  на плато ионизации  $\lambda \approx 180$  мкм и, следовательно,  $\sigma_1 \approx 130 \sin \theta_x$  мкм, для  $Ar + 20\% CO_2$   $\lambda \approx 220$  мкм и  $\sigma_1 \approx 160 \sin \theta_x$  мкм.

Для пропорционального режима флуктуации центра тяжести можно рассчитать, используя функцию распределения ионизационных потерь /18/. По оценкам, при небольших углах  $\theta_x$   $\sigma_p \approx 350 \sin \theta_x$  мкм для  $Ar + 40\% C_4H_{10}$  и  $\sigma_p \approx 600 \sin \theta_x$  мкм для  $Ar + 20\% CO_2$ . Отсюда видно, что для наклонного падения в пропорциональном режиме флуктуации центра тяжести лавины больше, чем в "магическом" режиме.

### 4. Камера, линия задержки, шумы электроники

Разрешение, обусловленное шумами электроники, можно оценить по следующей формуле

$$\sigma_{эл} \approx U_n t_f / U_s \tau_d,$$

где  $U_s$  — амплитуда сигнала,  $U_n$  — среднеквадратичная амплитуда шума,  $t_f$  — фронт сигнала,  $\tau_d$  — задержка линии на единицу длины. Считаем, что  $U_n$  определяется тепловым шумом входного сопротивления  $U_n \propto \sqrt{Z_0 \Delta f}$ , где  $Z_0$  — входное сопротивление усилителя (волновое сопротивление ЛЗ),  $\Delta f$  — полоса пропускания усилителя, равная при оптимальном интегрировании  $\sim 1/t_f$ . Фронт сигнала для оценки можно считать равным длительности сигнала на полувисоте  $t_f \approx t_s \approx (t_i + 4d^2 \tau_d^2)^{1/2}$ , где  $t_i$  — длительность токового сигнала. Учитывая также, что  $U_s \propto Z_0 Q_s / t_s$ , получаем

$\sigma_{эл} \propto (t_i + 4d^2 \tau_d^2)^{3/4} / \tau_d \sqrt{Z_0} Q_s$ , где  $Q_s$  — заряд, наведенный на катод. Разрешение минимально при  $\tau_d = t_i / \sqrt{2} d$ , при этом  $\sigma_{эл} \propto d \sqrt{t_i} / \sqrt{Z_0} Q_s$ .

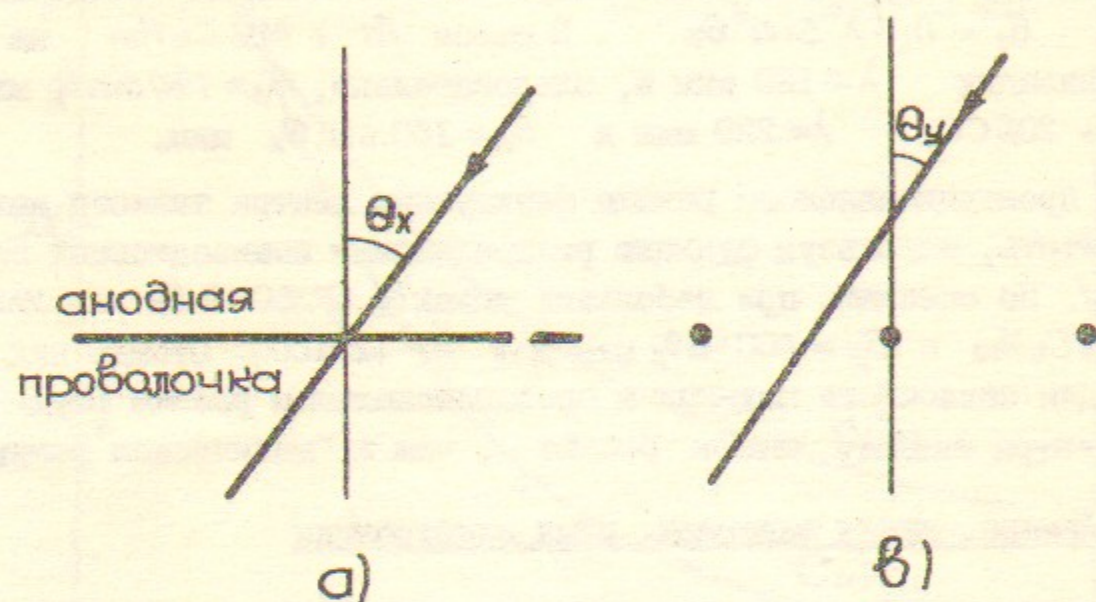


Рис. 2. Наклонное падение.

Отсюда следует, что выгодно иметь линию задержки с большим волновым сопротивлением, использовать газ, дающий малую длительность и большую амплитуду сигнала, иметь камеру с малым зазором. Уменьшение зазора приводит также к увеличению доли заряда, наведенного на катод.

Существует несколько типов линии задержек (см. обзор /19/). Большое распространение получили плоские спиральные ЛЗ с емкостной связью с камерой. Они имеют высокое  $Z_0$  (до 1500 Ом) и  $\tau_d = 10 + 100$  нс/см, малое затухание. Однако такие ЛЗ имеют большую дисперсию для коротких сигналов, что приводит к нелинейностям и значительному ухудшению разрешения, обусловленному шумами электроники. Имеется еще один недостаток спиральных ЛЗ, заключающийся в том, что  $Z_0$  и  $\tau_d$  заметно изменяются при подсоединении к камере /20/. К тому же, неравномерность припаятия ЛЗ к ламелям приводит к неоднородностям погонной задержки.

Наиболее простой и хорошо пропускающей короткие сигналы является линия из коаксиального кабеля. Несмотря на невысокое волновое сопротивление (50-100 Ом), такая задержка имеет преимущества. Ввиду большой емкости на единицу длины при подсоединении к камере такой ЛЗ характеристики линии не меняются.

На рис. 3 приведены характеристики кабеля РК-100-1-41 с  $Z_0 = 93$  Ом. Показано как меняются от пройденного пути амплитуда сигнала, крутизна фронта и  $\int u_s dt$  для входного сигнала с длительностью на полувисоте 25 нс. Крутизна фронта, от которой зависит разрешение, падает по закону  $\exp(-t/\tau)$  с  $\tau = 280$  нс. При данном законе затухания сигнала для больших длин ЛЗ оптимальное разрешение получается при  $\tau_d = \tau/\chi$ , где  $\chi$  — длина ЛЗ. При этом  $b_{эл} \propto t_i^{3/2} \chi / \sqrt{Z_0} \tau \theta_s$ , т.е. разрешение ухудшается пропорционально длине ЛЗ. Так, при оптимальном  $\tau_d$  для  $t_i = 15$  нс и  $d = 2$  мм разрешение  $b_{эл}$  хуже, чем для короткой ЛЗ в  $k = 0.25 \chi$  (см) раз (при  $k \gg 1$ )

Для работы мы выбрали следующие параметры камеры: зазор между анодной и катодной плоскостями  $d = 2$  мм, шаг анодной плоскости 2 мм, диаметр проволочек 20 мкм; шаг катодных проволочек 1 мм, диаметр 100 мкм. Проволочки противоположных катодов сдвинуты на полшага, так что эффективный шаг ЛЗ составлял 0,5 мм. Рабочий размер камеры составлял  $3 \times 3$  см<sup>2</sup>, длина ЛЗ 2,2 см. В качестве ЛЗ был использован кабель РК-100-11-1, задержка на единицу длины

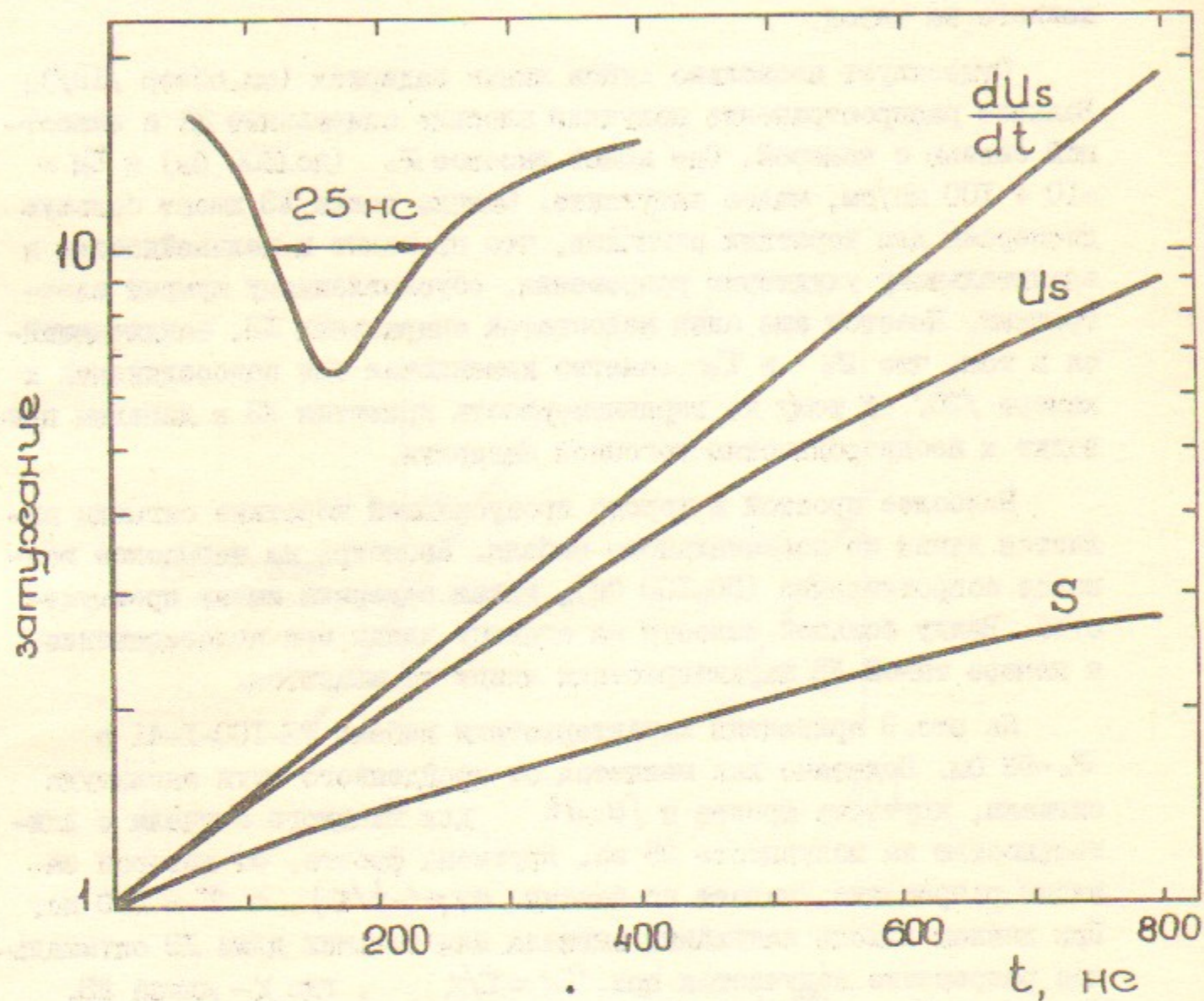


Рис.3. Затухание в кабеле РК-100-II-I:  $U_s$  - амплитуда сигнала,

$$S = \int U_s dt$$

составляла 84 нс/см. Кабель припаивался поочередно к ламелям обеих плоскостей.

Большое значение для уменьшения шумов электроники имеет выбор предусилителя. Как показал Радека /21/, с помощью "электронного охлаждения" можно уменьшить шумы в  $\sim 5$  раз (при этом, как и ранее,  $\sigma_{эл} \propto 1/\sqrt{z}$ ). В этом рассмотрении не были, однако, учтены шумы ЛЗ, которые могут заметно уменьшать отмеченный выигрыш.

В работе мы использовали предусилители /14/, основанные на этом принципе, и получили результирующее разрешение, обусловленное шумами электроники,  $\sigma_{эл} \approx 10/U_s(\mu B)$ , мкм, где  $U_s$  - амплитуда сигнала с ЛЗ.

### 5. Дифференциальная нелинейность (модуляции)

Хотя в индукционных камерах пространственное разрешение меньше шага катодных проволок, однако, небольшие периодические отклонения измеренной координаты от истинного положения лавины все же остаются. Так, в работе /22/ измеренная величина таких модуляций для  $Fe^{55}$  составляет  $\pm 70$  мкм.

Для рассматриваемого метода основные причины модуляций следующие:

а) Форма сигнала, проходящего с линии задержки, имеет модуляции с шагом ЛЗ, что приводит к периодическим отклонениям разности времен срабатывания дискриминаторов от зависимости  $\Delta t \propto x$ . Величина таких смещений (модуляций)  $\Delta \bar{x} \propto S_L^2/d$ , где  $S_L$  - шаг ЛЗ,  $d$  - зазор.

б) Неоднородности поля вблизи катодных проволок смещают ионизацию вдоль анодных проволок. Связанные с этим эффектом модуляции также пропорциональны  $S_c^2/d$ , где  $S_c$  - шаг катодных проволок. Реально величина эффекта сильно зависит от соотношения скоростей дрейфа электронов и скорости распространения сигнала в ЛЗ, малые  $\tau d$  предпочтительнее. Эффект уменьшается также при наличии электроотрицательных добавках.

На рис.4 показано распределение событий по координате при облучении камеры широким пучком электронов с энергией  $E \approx 200$  МэВ. Измерения проведены на магическом газе. Величина модуляций составляет  $\pm 7$  мкм, период 0,5 мм - равен эффективному шагу катодных проволок и ЛЗ.

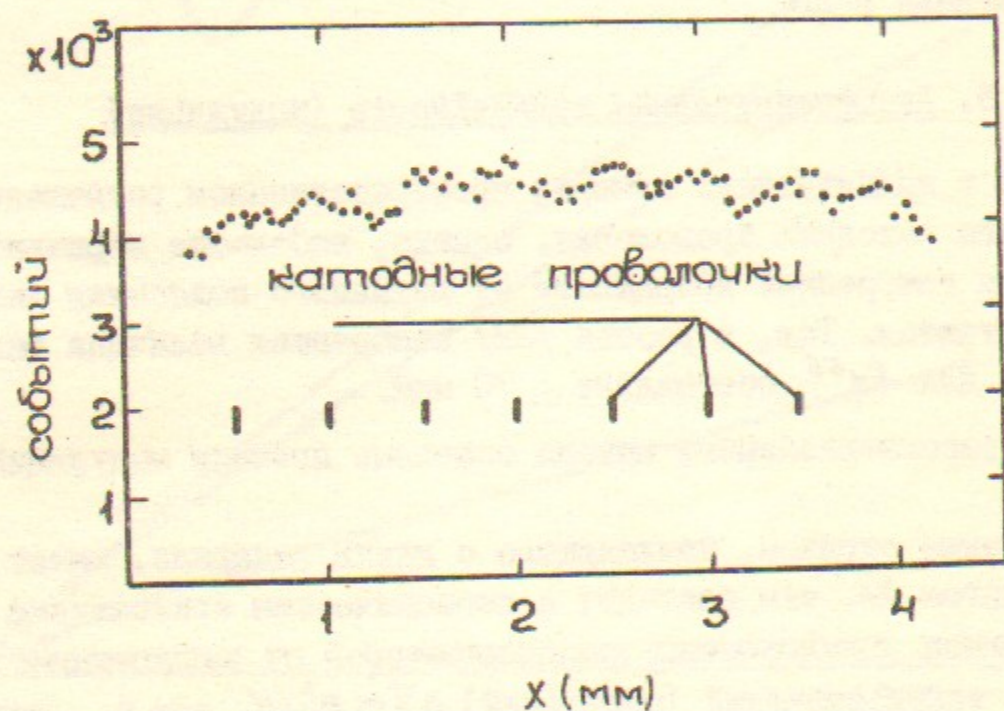


Рис.4. Модуляции при облучении камеры широким пучком электронов, газ  $\text{Ar} + 40\% \text{C}_4\text{H}_{10} + 3\% \text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2 + 0.25\% \text{CF}_3\text{Br}$

При очень большой концентрации фреона (5%), когда заведомо ионизация от катода не доходит до анода, при облучении камеры источником  $\text{Fe}^{55}$  модуляции на таком уровне не было видно. Так что наблюдаемые нелинейности связаны в основном с неоднородностью поля вблизи катода.

Этот эффект, в принципе, можно уменьшить, убрав заряд с катода с помощью дополнительного электрода, помещенного за катодом [22].

## 6. Схема эксперимента

Пространственное разрешение камер измерялось на пучке  $e^+$  с энергией  $200 + 500 \text{ МэВ}$ , полученном путем конверсии тормозных  $\gamma$ -квантов, выведенных из накопителя ВЭП-2 (рис.5).

Три индукционных камеры располагались в одном объеме с газовой смесью, расстояние между камерами 3 см. Средняя камера имела возможность поворачиваться на угол до  $35^\circ$  вокруг оси, параллельной катодным проволочкам. Механические неточности в изготовлении и выставке камер были на уровне  $10 \text{ мкм}$ . Тормозные кванты конвертировались в счетчике I в  $e^+e^-$  пару. Свинцовый коллиматор с отверстием  $1 \times 0,1 \text{ см}$  служил для вырезания пучка  $\gamma$ -квантов и отбора одиночных жестких частиц. Счетчик 4 регистрировал электроны, прошедшие через камеры. С помощью  $\text{NaJ(Tl)}$  осуществлялся отбор частиц с энергией  $E > 200 \text{ МэВ}$ .

Размер пучка вдоль анодных проволочек составлял около 4 мм, загрузка была около 1 кГц. Для отбора частиц с  $\theta_{\gamma} \approx 0^\circ$  (рис.2) требовалось срабатывание центральных анодных проволочек в крайних камерах.

Электроника состояла из предусилителей с коэффициентом усиления 70 [14], сделанных по схеме с "электронным охлаждением" формирователей, дискриминаторов и преобразователя время-цифра. В формирователе импульс разделялся и затем смешивался с инвертированным сигналом с соотношением амплитуд 1:1,7 и сдвигом 40 нс, здесь же сигнал интегрировался с постоянной  $\tau_{\text{инт}} = 10 \text{ нс}$ . Дискриминатор "срабатывал" при пересечении нуля. При отношении 1,7 достигается близкая к максимальной крутизна в месте пересечения нуля; имеется возможность привязки к переднему фронту сигнала. Изменение задержки срабатывания дис-



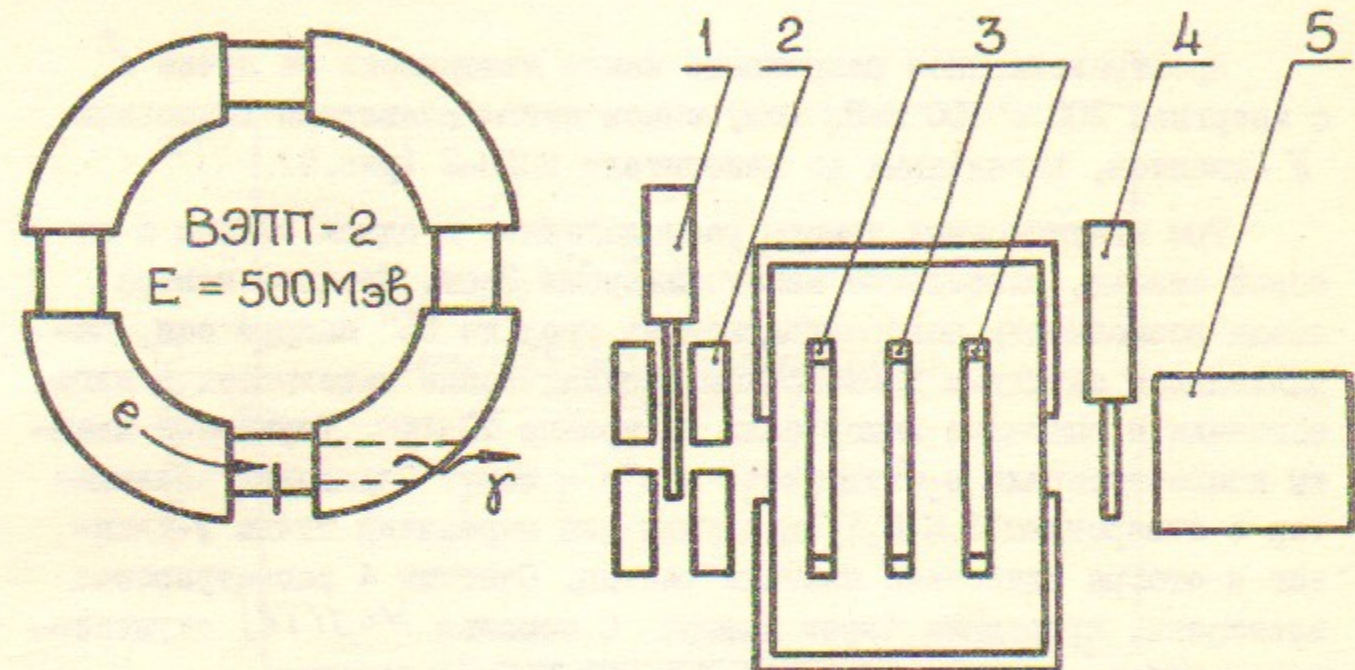


Рис. 5. Схема измерений: 1, 4 - сцинтилляционные счетчики, 2 - Pb-коллиматор, 3 - индукционные камеры, 5 - счетчик полного поглощения  $NaJ(\tau l)$ .

криминатора для амплитуд в диапазоне 40 дБ не превышало 300 пс, что соответствует смещению координаты около 20 мкм. Для реального амплитудного спектра эта величина значительно меньше. Порог срабатывания электроники, приведенный ко входу предусилителя, составлял 0,03 МВ. Преобразователь время-цифра имел ширину канала 50 нсек, что в пересчете на координату соответствует 3 мкм.

Калибровка электроники производилась с помощью сигналов от генератора, подаваемых в ЛЗ, и источника  $Fe^{55}$ . Источник светил на все камеры. При этом распределение событий по координате имело четкие пики, соответствующие положениям катодных проволочек и связанных с электронами, пришедшими из области, прилегающей к катодным проволочкам и извне камеры, (рис. 6). Линейность линий задержек, измеренная таким способом, была лучше 10 мкм (за исключением краев ЛЗ).

Пространственное разрешение измерялось следующим образом. Для каждого события вычислялась величина  $\Delta$  - отклонение координаты, измеренной в средней камере (№ 2) от прямой, проведенной через координаты частицы в крайних камерах.

Пространственное разрешение на средней камере определялось по формуле

$$\sigma_2^2 = \sigma_\Delta^2 - \frac{\sigma_1^2 + \sigma_3^2 + 4\sigma_{\text{расс}}^2}{4 \cos^2 \theta_x}$$

где  $\sigma_{1,3}$  - разрешения крайних камер, найденное при измерении, когда напряжения на камерах равны. Величина  $\sigma_\Delta$  вычислялась из ширины распределения на полувысоте  $\sigma_\Delta = FWHM/2,36$ ;  $\sigma_{\text{расс}}$  - вклад многократного рассеяния на газе между камерами, составляющий 10 мкм.

Пространственное разрешение измерялось также на пучке протонов с  $E = 65$  МэВ, выпускаемых из установки НАЦ-М /23/, предназначенной для изучения электронного охлаждения протонов. Интенсивность пучка составляла около 1 кГц, поперечный размер 1 мм, угловая расходимость  $0,3 \cdot 10^{-4}$  рад. Профиллометр, изготовленный для этой установки /14/, состоял из двух камер, идентичных описанным выше. Ввиду малого углового разброса для измерения разрешения было достаточно двух камер. Расстояние между анодными плоскостями составляло 10 мм, от первой камеры до входного окна (150 мкм Be) также 10 мм. В этих условиях вклад в разрешение от рассеяния во

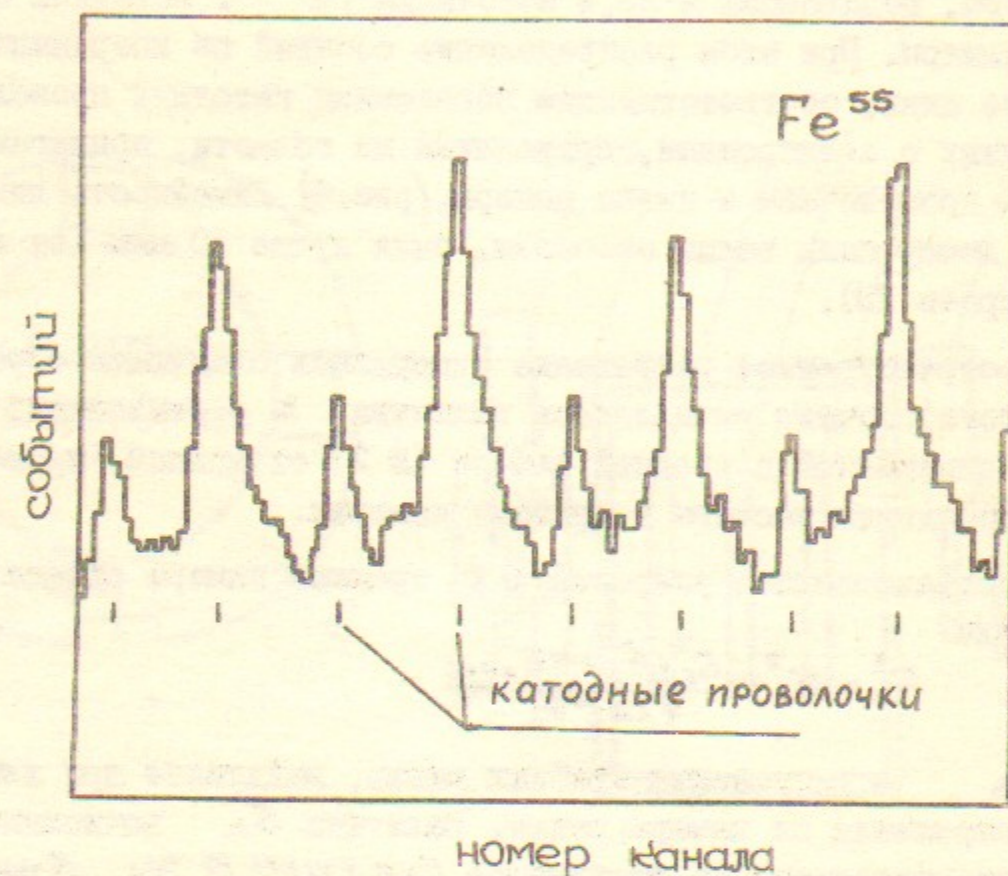


Рис.6. Распределение событий по измеренной координате при облучении камеры широким пучком фотонов от источника  $Fe^{55}$ .

входном окне и газе составлял около 15 мм. Измерения были проведены только для нормального падения протонов.

## 7. Результаты эксперимента. Нормальное падение

### 7.1. Магический газ

Магический газ /24,4,26/ известен большими амплитудами сигнала и весьма специфическим характером усиления. Амплитуда сигнала в этом режиме не зависит от начальной ионизации, длительность токового сигнала составляет менее 10 нс. Основными компонентами магического газа являются аргон, изобутан, фреон 13-Б и метилал; последний служит для предотвращения полимеризации /26/.

Механизм магического режима связывали /24/ с электроотрицательностью фреона. Однако, похожий режим мы наблюдали в смеси без фреона, но с метилалем. По-видимому, необходимым условием является не электроотрицательность, а хорошее поглощение фотонов. Магический газ исследовался в работах /4,26/, где делаются выводы о фотонном механизме роста лавины, причем скорее всего механизм таков /26/: лавина растет от анодной проволоочки и доходит до расстояний ~1 мм. Большая величина быстрой составляющей импульса объясняется большим расстоянием электронов от проволоочки.

Для камер с ЛЗ магический газ представляет особый интерес, т.к. большие амплитуды, малая длительность и постоянство форм сигнала ведут к уменьшению выклада шумов электроники. Линии задержки на коаксиальном кабеле позволяют наиболее полно использовать эти достоинства.

Мы провели измерения на следующих смесях:

I  $Ar + 40\% C_4H_{10} + 3\% C_3H_8O_2 + 0.25\% CF_3Br$

II  $Ar + 40\% C_4H_{10} + 3\% C_3H_8O_2$

На рис. 7,8 приведены результаты измерений зависимости амплитуды сигнала с анода ( $\tau_{инт} \approx 1$  мкс) от напряжения на камере при работе с фотонами от  $Fe^{55}$  и электронами. Четко виден переход в магический режим, где амплитуды практически сравниваются. В промежуточной области в амплитудном распределении имеется два максимума, что также отражено на графике.

Амплитудные спектры от электронов при углах падения  $0^\circ$  и  $35^\circ$ , полученные на смеси I, изображены на рис.9. Отсюда можно оце-

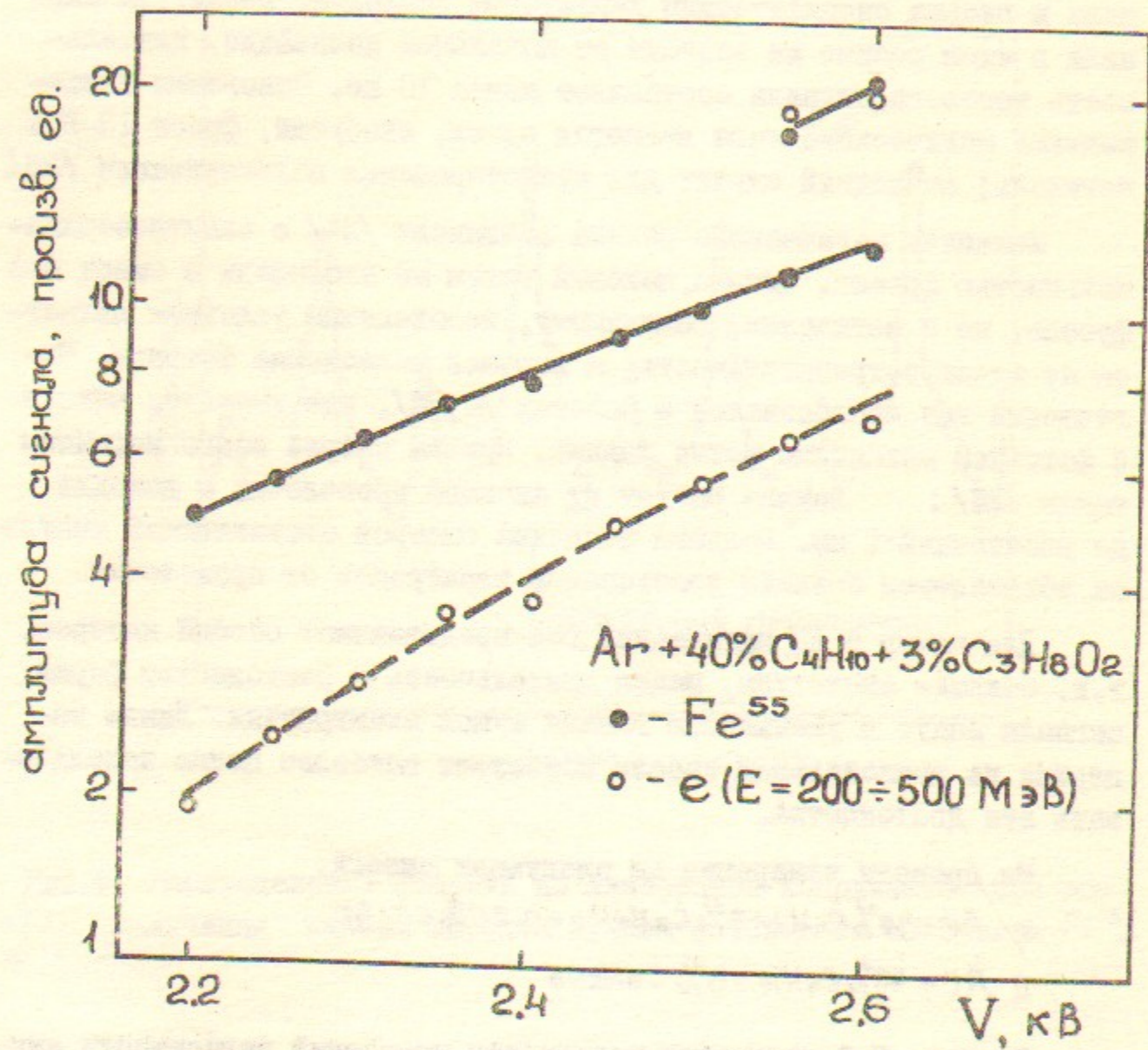


Рис. 7. Зависимость амплитуды с анодной плоскости от напряжения на камере,  $\tau_{\text{инт}} \approx 1$  мкс.

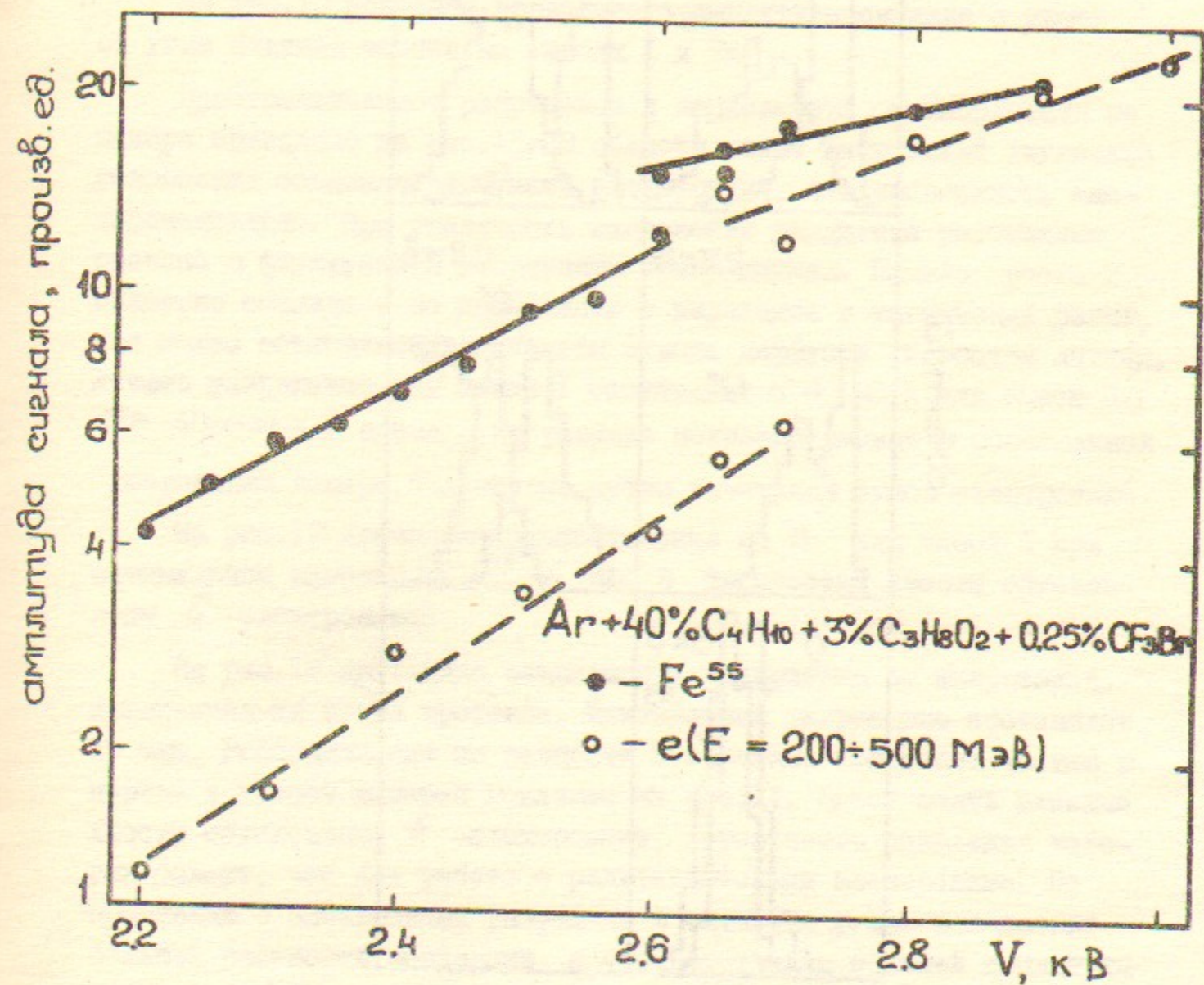


Рис. 8. Зависимость амплитуды с анодной плоскости от напряжения,  $\tau_{\text{инт}} \approx 1$  мкс.

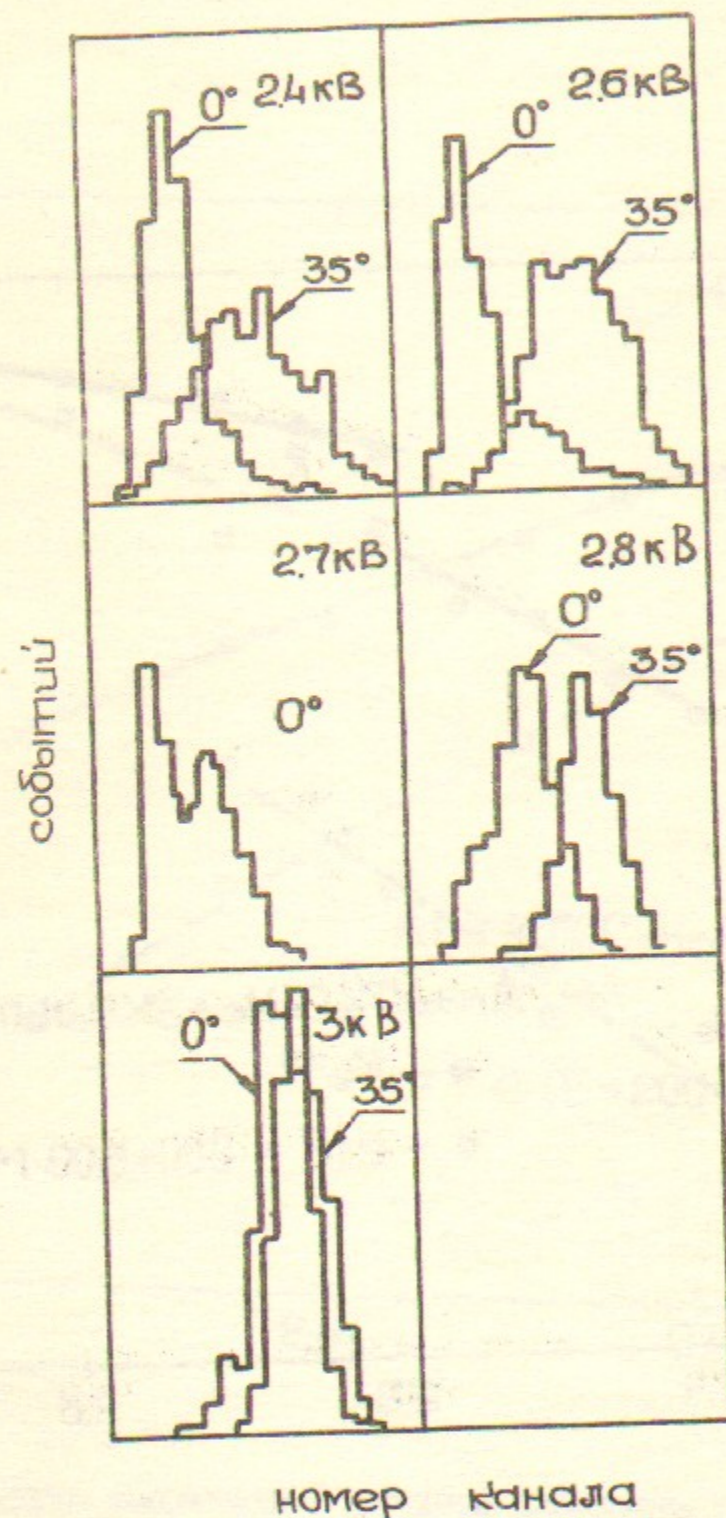


Рис. 9. Амплитудные спектры при  $\theta_x = 0^\circ, 35^\circ$  при различных напряжениях на камере, полученные на пучке электронов, газ  $Ag + 40\%C_4H_{10} + 3\%C_3H_8O_2 + 0.25\%CF_3Br$

нить размер лавины вдоль проволоочки при большом напряжении. Поскольку амплитуды сигнала при  $\theta_x = 0^\circ$  и  $\theta_x = 35^\circ$  сравниваются, то, следовательно, размер лавины при нормальном падении достигает  $\approx 2,5$  мм — величины проекции трека на проволочку при  $\theta_x = 35^\circ$ .

При меньших напряжениях видна явная непропорциональность усиления — отношение амплитуд сигнала при наклонном и нормальном падении больше, чем это следует из геометрии.

На рис. 10 показана зависимость амплитуды сигнала с анода от угла падения частиц на смесях I и II.

Пространственное разрешение в зависимости от напряжения на камере приведено на рис. 11. В области малых напряжений ухудшение разрешения объясняется шумами электроники, что проверялось экспериментально. При увеличении напряжения ухудшение разрешения связано с флуктуацией координаты самой лавины. Начало роста примерно совпадает по напряжению с переходом в магический режим, что можно объяснить увеличением вклада диффузии и ростом лавины. Лучшее разрешение для смеси I составляет  $\sigma \approx 25$  и для смеси II  $\sigma \approx 40$  мкм. Для смеси I на рисунке показаны данные о собственном разрешении камеры, полученные путем вычитания шумов электроники.

На рис. 12 приведено распределение по  $\Delta$  для смеси I при оптимальном напряжении  $V = 2600$  В. Негауссовы хвосты обусловлены  $\delta^-$ -электронами.

На рис. 13 приведена зависимость разрешения от напряжения, измеренная на пучке протонов. Минимальное разрешение составляет 15 мкм. Распределение по разности измеренных координат частиц в первой и второй камерах показано на рис. 14. Здесь опять длинные хвосты обусловлены  $\delta^-$ -электронами, вероятность появления которых больше, чем при работе с релятивистскими электронами. По сравнению с электронами разрешено в оптимуме лучше вследствие большей плотности ионизации, а соответственно большей амплитуды сигнала и меньшего вклада диффузии. При больших напряжениях разрешения практически сравниваются. Здесь разрешение определяется диффузией, а в магическом режиме вклад диффузии от плотности не зависит.

Таким образом, для нормального падения следует работать при умеренных напряжениях, не переходя в магический режим.

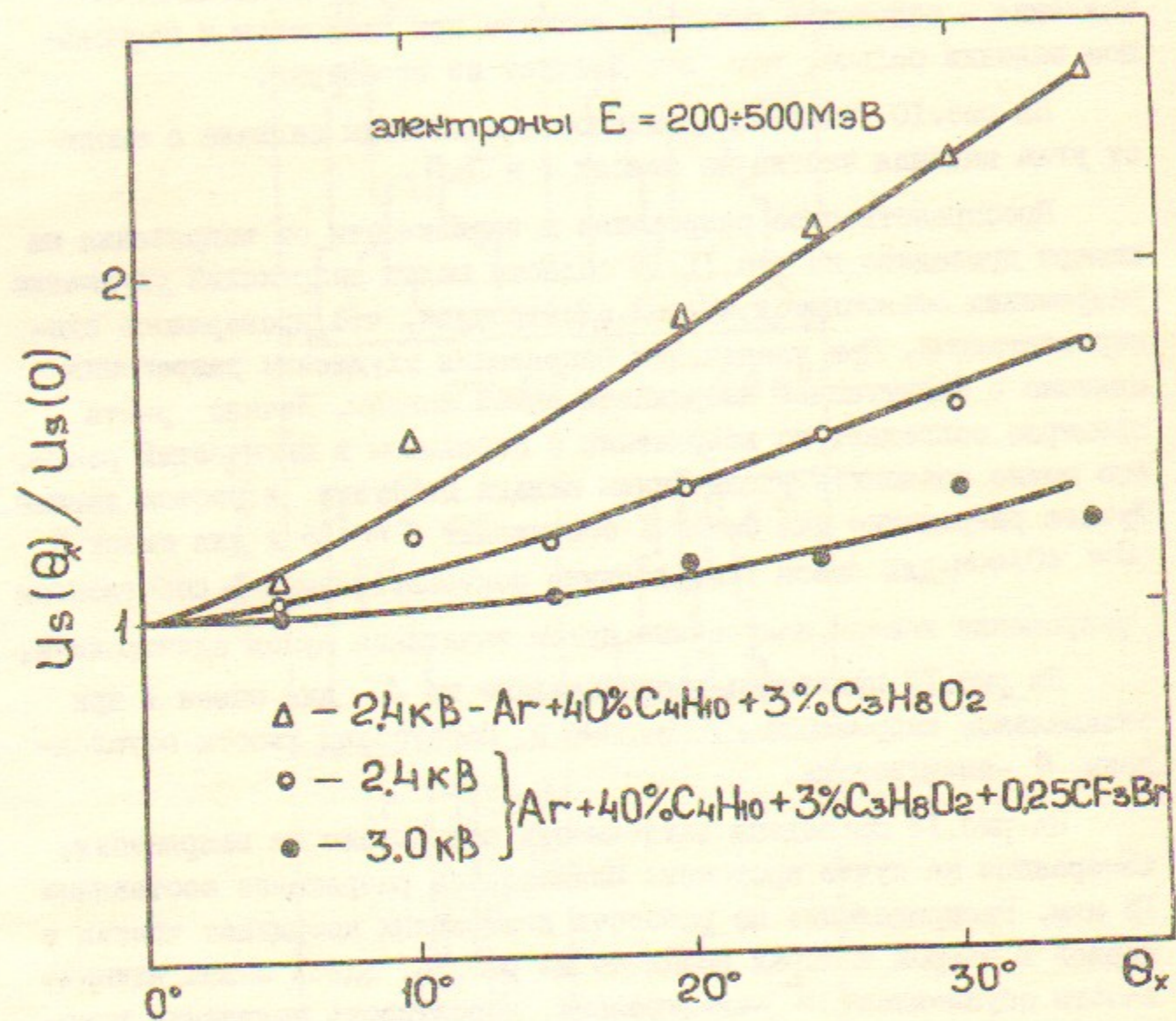


Рис. 10. Отношение амплитуды при наклонном падении к амплитуде при нормальном падении, как функция угла падения.

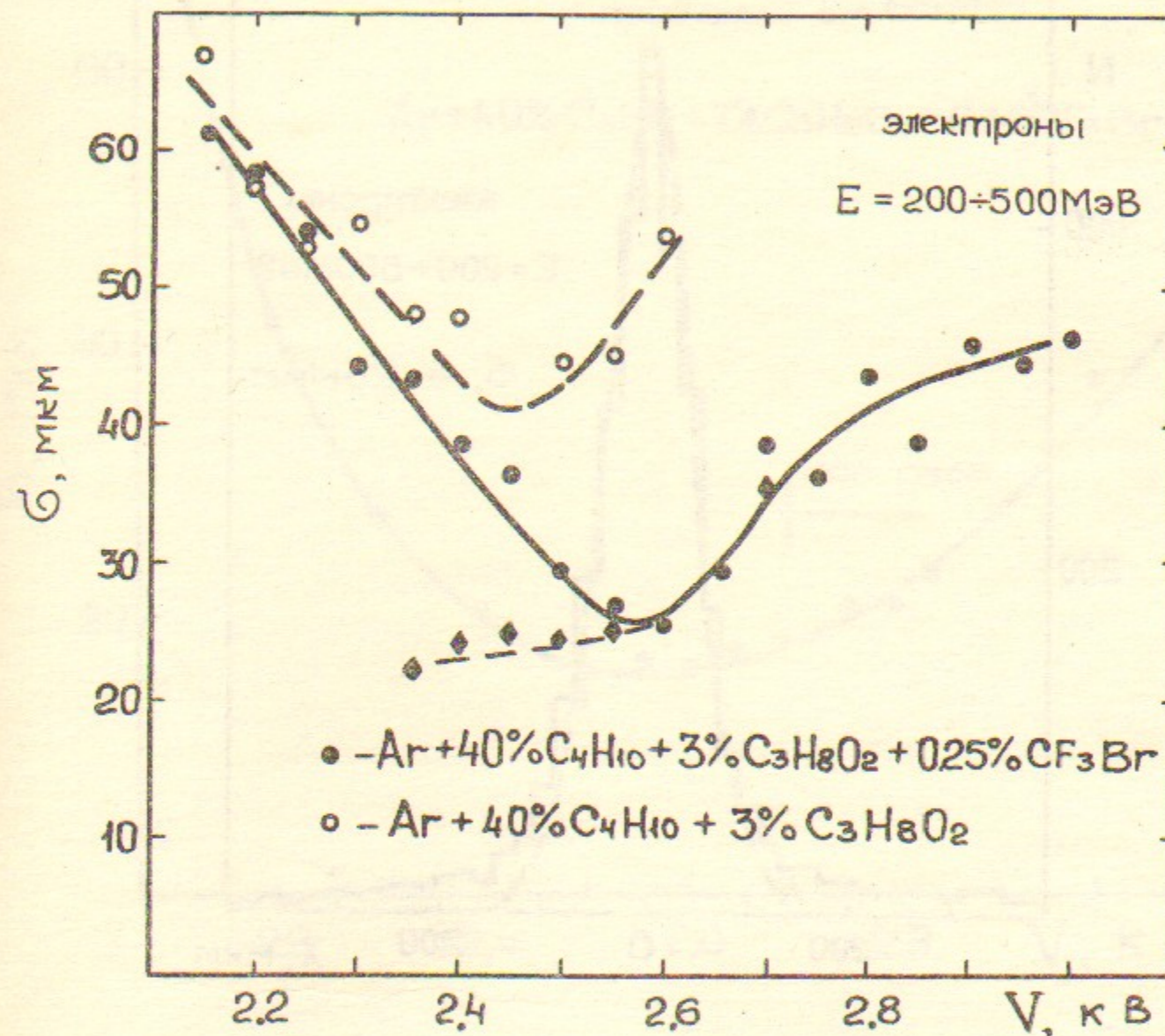


Рис. 11. Зависимость пространственного разрешения от напряжения на камере,  $\diamond$  - то же, что и  $\circ$ , но с вычтенным вкладом шумов электроники.

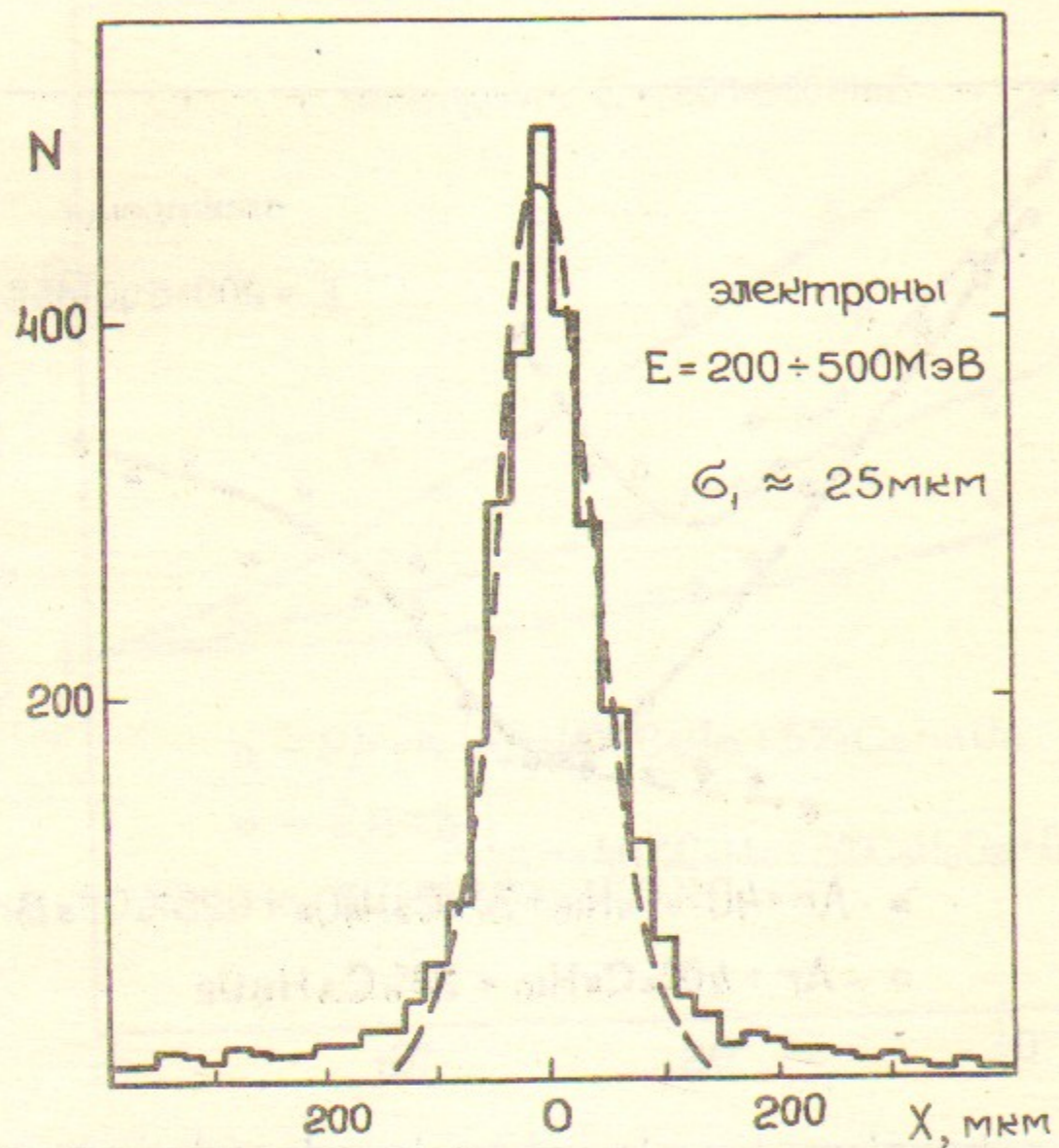


Рис.12. Гистограмма распределения событий по разности между измеренной в средней камере координате и вычисленной по крайним камерам; газ  $\text{Ar} + 40\% \text{C}_4\text{H}_{10} + 3\% \text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2 + 0.25\% \text{CF}_3\text{Br}$

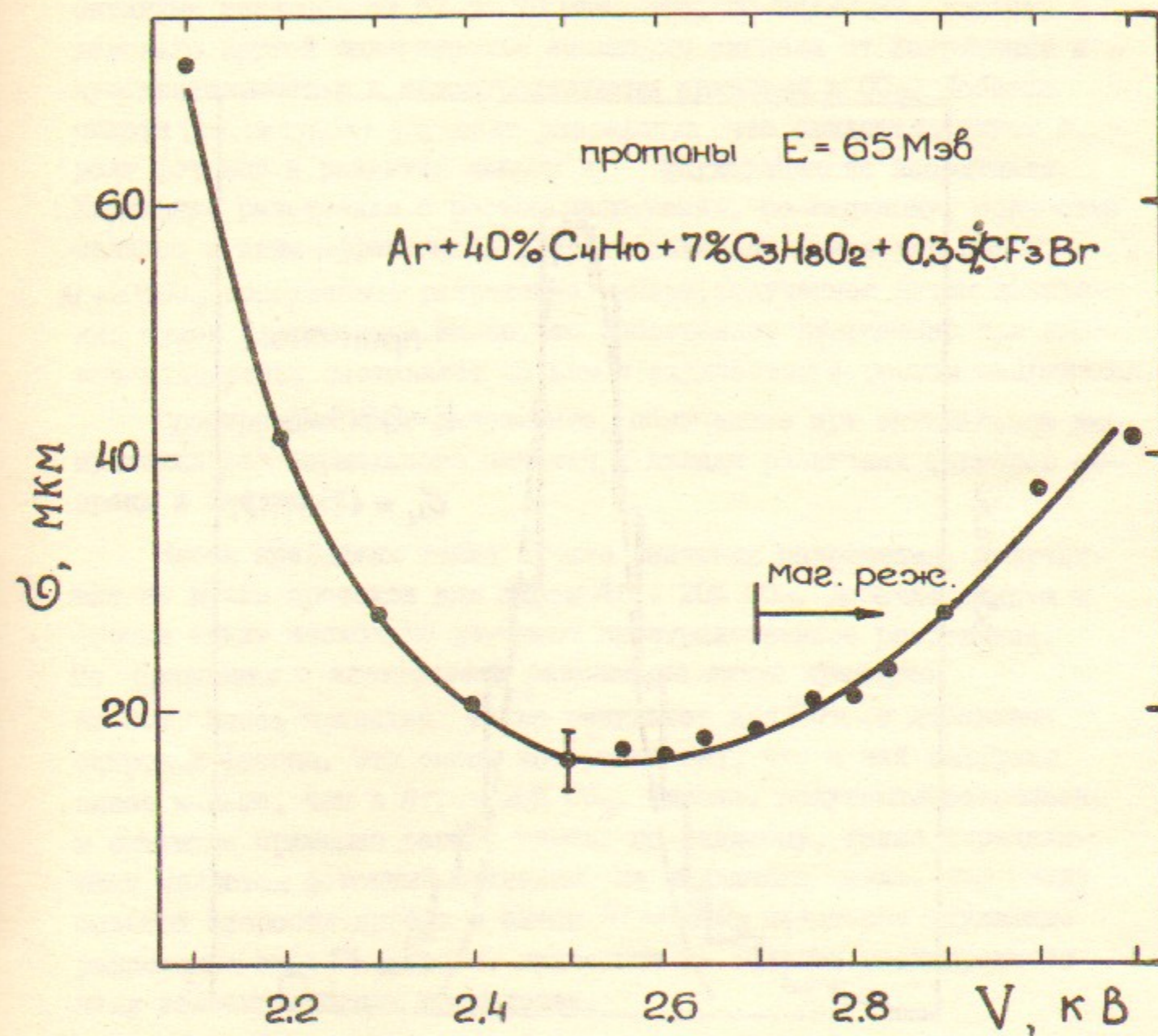


Рис.13. Зависимость пространственного разрешения от напряжения на камере.

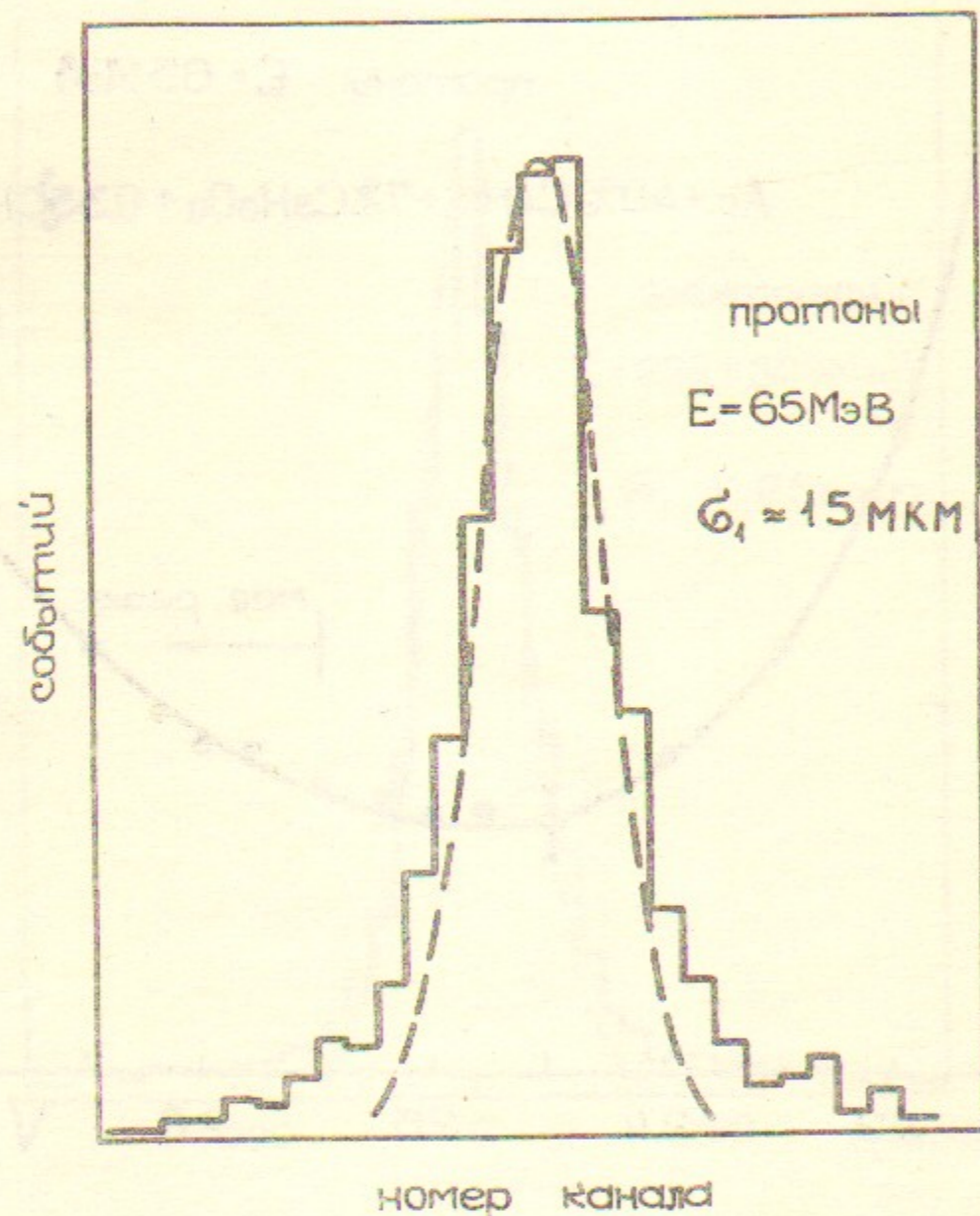


Рис. 14. Гистограмма распределения событий по разности координат в двух камерах, полученная на пучке протонов; газ —  $Ar + 40\%C_4H_{10} + 7\%C_3H_8O_2 + 0.35\%CF_3Br$

## 7.2. $Ar-CO_2$

На рис. 15 приведены результаты измерений на смеси  $Ar + 20\%CO_2$  для нормального падения. Следует сказать, что при различных напряжениях мы имели сдвиги по напряжению до 70 В и разрешение в оптимуме менялось от 57 до 70 мкм. Это, по-видимому, связано с довольно крутой зависимостью амплитуды сигнала от напряжения и чувствительностью к неконтролируемым примесям в  $CO_2$ . Добавка спирта (см. рисунок) улучшает разрешение что свидетельствует о роли фотонов в развитии лавины и флуктуации ее координаты. Ухудшение разрешения с ростом напряжения, по-видимому, полностью связано с этим эффектом. На рисунке показано также для смеси  $Ar + 20\%CO_2$  собственное разрешение камеры, полученное путем вычитания шумов электроники. Видно, что собственное разрешение при низком напряжении составляет 25 мкм и ухудшается с ростом напряжения.

Пространственное разрешение, полученное при оптимальном напряжении для нормального падения, и вклады различных факторов собраны в Таблице I.

Здесь приведены также лучшие значения разрешения, полученные на пучке протонов для смеси  $Ar + 20\%CO_2$ . Добавки спирта и фреона также несколько улучшают пространственное разрешение. По сравнению с электронами разрешение лучше примерно на 30%. Здесь приведен также результат для  $CO_2$  с добавками спирта и фреона. Эта смесь интересна тем, что в ней диффузия вдвое меньше, чем в  $Ar + 20\%CO_2$ . Однако, полученные разрешения в оптимуме примерно равны, здесь, по-видимому, также определяющим является фотонный механизм. Не исключено также, что ввиду большой скорости дрейфа в смеси  $Ar + 20\%CO_2$  некоторое ухудшение разрешения дают электроны, пришедшие из области неоднородного поля вблизи катодных проволок.

## 8. Результаты эксперимента. Наклонное падение

Зависимость разрешения от угла падения частиц для смесей I и II показана на рис. 16, 17. Кривые приведены для напряжения близкого к оптимальному при  $\theta_x = 0^\circ$  и для максимального напряжения. Видно, что при больших углах падения разрешение лучше в магическом режиме. Зависимость разрешения от напряжения для смеси I при угле падения  $35^\circ$  показаны на рис. 18.

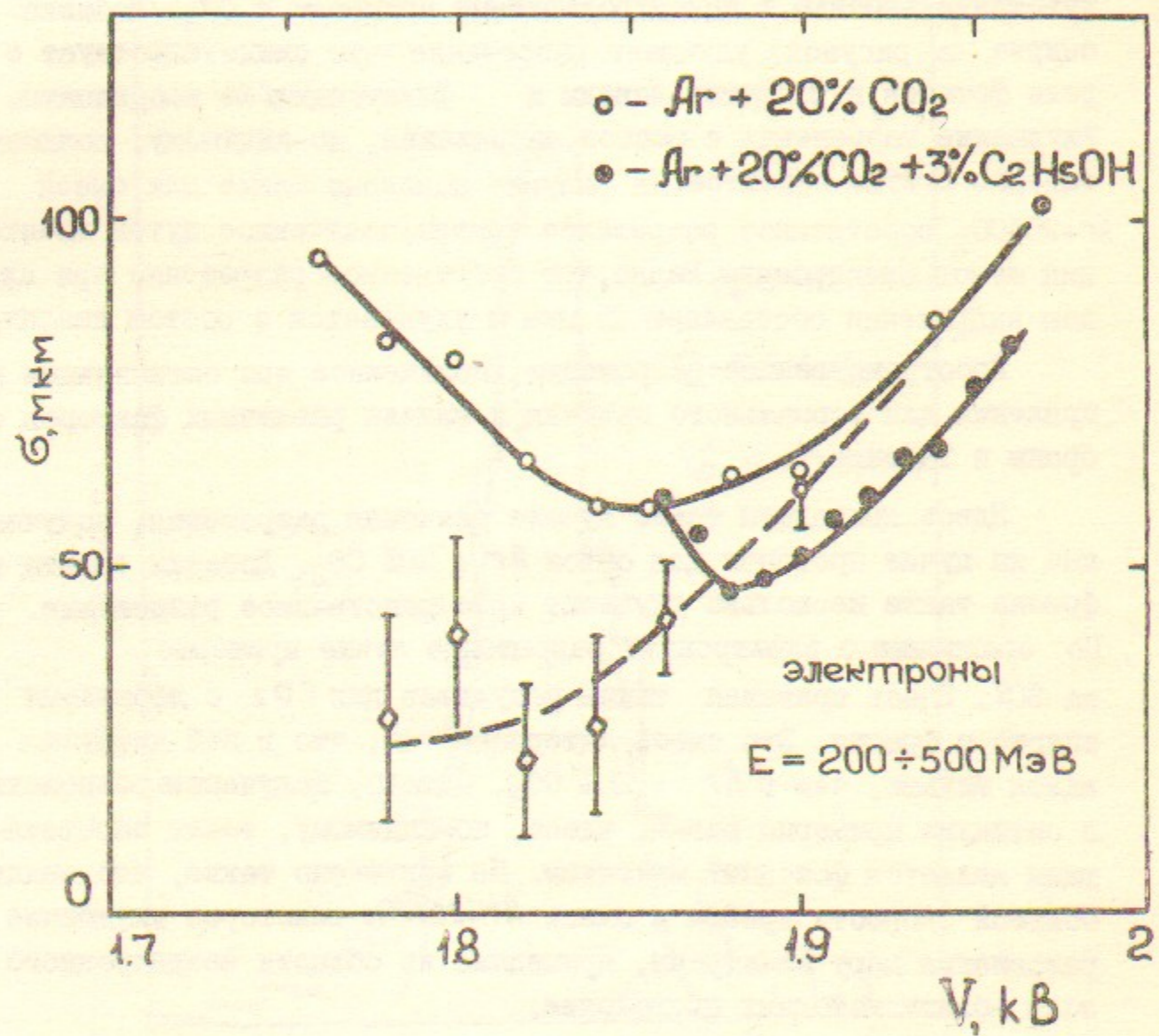


Рис.15. Зависимость пространственного разрешения от напряжения,  $\phi$ -то же, что и  $\circ$ , но с вычтенным вкладом шумов электроники.

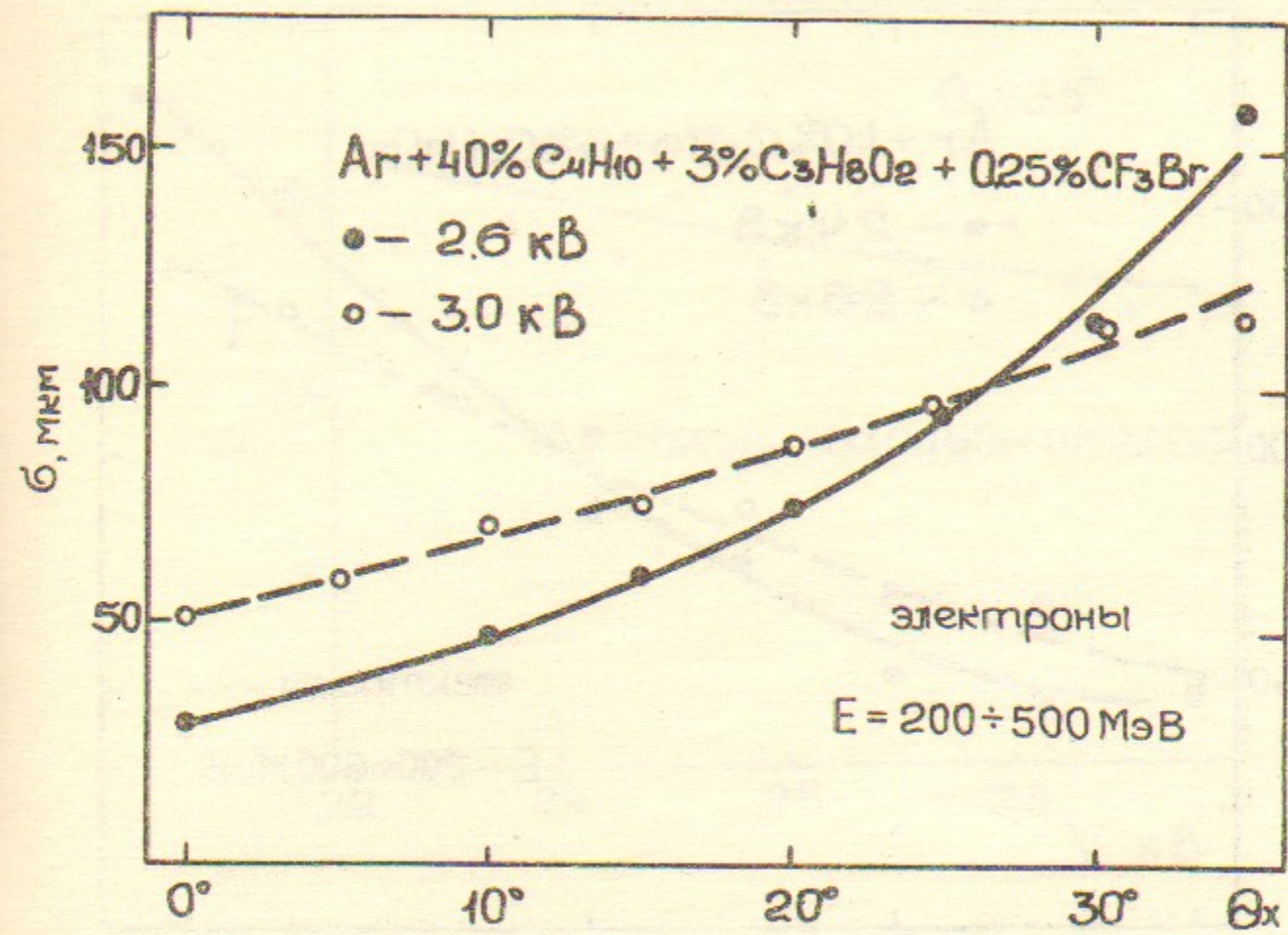


Рис.16 Зависимость пространственного разрешения от угла падения электронов.



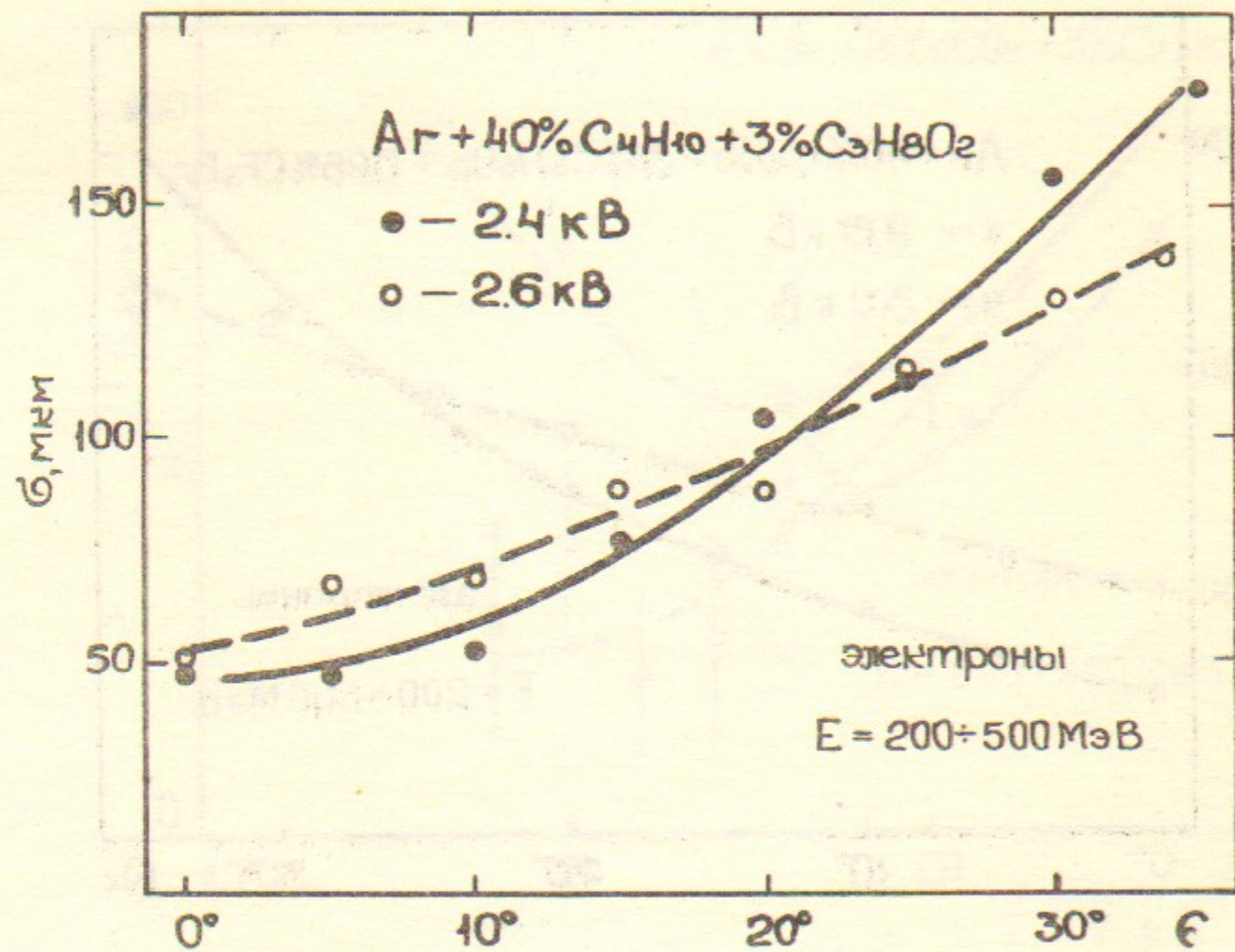


Рис.17 Зависимость пространственного разрешения от угла падения электронов.

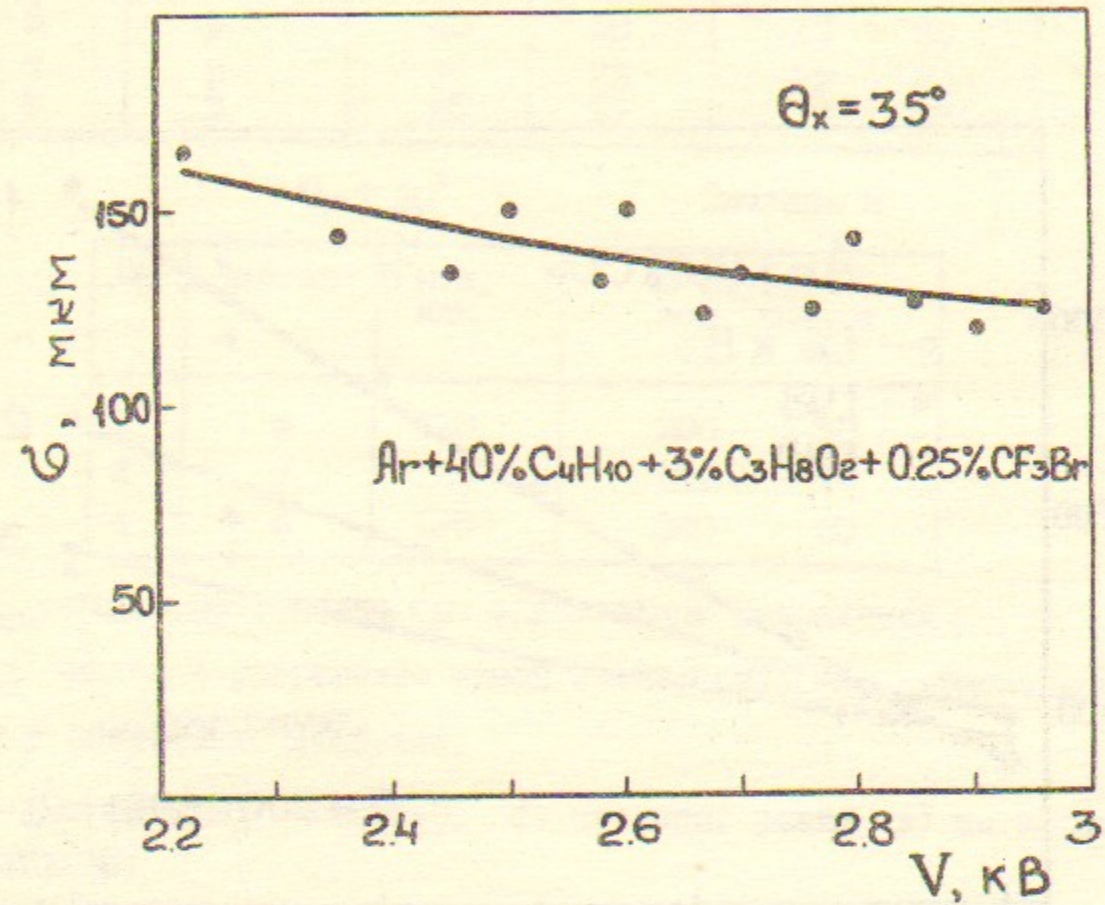


Рис.18. Зависимость пространственного разрешения от напряжения на камере при угле падения электронов  $\theta_{\kappa} = 35^{\circ}$ .

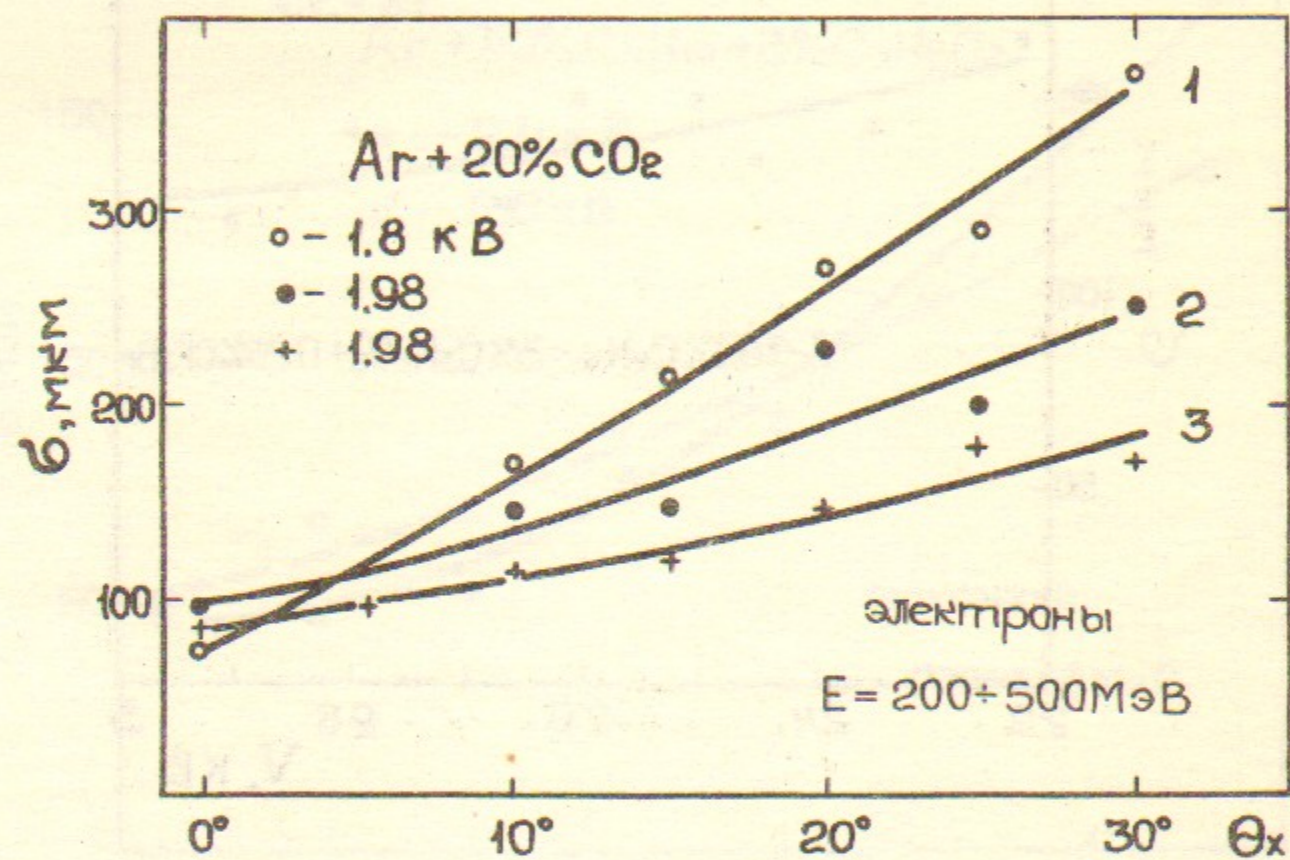


Рис.19 Зависимость пространственного разрешения от угла падения электронов.

$\theta_x = 0^\circ$

Таблица I

Газ	частицы а)	$\delta_{\text{мин}}$ , мкм	$\delta_{\text{эл}}$ , мкм	$\delta_{\text{диф}}$ , мкм б) в)	
1	e	25	15	10	50
2	e	40	20	10	50
4	e	60-70	30	25	80
5	e	50	25	25	80
3	p	15	13	5	50
4	p	45	35	12	80
6	p	40	30	12	80
7	p	35	23	12	80
8	p	45	15	3	25

$\theta_x = 30^\circ$

Таблица II

Газ	Частицы	$\delta_{\text{мин}}$ , мкм	$\delta_{\text{флукт.}} \delta_{\text{ион. потерь}}$ б) в)	
1	e	120	200	70
2	e	130	200	70
4	e	180	300	80

$\delta_{\text{мин}}$  - миним. разрешение при оптимальном напряжении ;

$\delta_{\text{эл}}$  - вклад в разрешение шумов электроники,  $\delta_{\text{диф}}$  - расчетный вклад в разрешение диффузии.

а)  $E_e \sim 200$  МэВ,  $E_p = 65$  МэВ, б) пропорц. режим, в) по первому электрону.

1. Ar + 40% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 3% C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub> + 0.25% CF<sub>3</sub>Br
2. Ar + 40% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 3% C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub>
3. Ar + 40% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 7% C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub> + 0.35% CF<sub>3</sub>Br
4. Ar + 20% CO<sub>2</sub>
5. Ar + 20% CO<sub>2</sub> + 3% C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH
6. Ar + 20% CO<sub>2</sub> + 0.3% CF<sub>3</sub>Br
7. Ar + 20% CO<sub>2</sub> + 3% C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH + 0.35% CF<sub>3</sub>Br
8. CO<sub>2</sub> + 3% C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH + 0.35% CF<sub>3</sub>Br

Аналогичные данные для смеси  $Ar + 20\%CO_2$  приведены на рис. 19. Здесь также при больших углах падения разрешение лучше при более высоких напряжениях. Более того, привязка к началу сигнала также улучшает разрешение (кривая 3 — при формировании сигнала (см. разд. 6) задержка равна 10 нсек, вместо 40 нс). В этом случае было бы полезно работать с меньшей величиной задержки на единицу длины ЛЗ.

Как было отмечено в разд. 3, при наклонном падении определяющий вклад в разрешение дают флуктуации ионизационных потерь, поэтому здесь предпочтительно работать при высоких напряжениях в области непропорционального газового усиления или магического режиме.

Основные результаты для угла падения  $30^\circ$  приведены в Таблице 2. Как и в Табл. I, для диффузии, оценка вклада в разрешение флуктуации ионизационных потерь дана для двух предельных случаев — пропорционального режима и магического.

### З а к л ю ч е н и е

На камерах со съемом сигнала с помощью кабельной линии задержки на пучке релятивистских электронов получено пространственное разрешение  $\delta \approx 25$  мкм при нормальном падении и 120 мкм при угле падения  $35^\circ$ . Это разрешение получено на магическом газе. На смесях без электроотрицательных добавок получено разрешение 40 мкм для нормального падения и 140 мкм при угле падения  $35^\circ$ .

Для нормального падения частиц при оптимальном напряжении на камере достигаемое разрешение определяется шумами электроники и диффузией. При малых напряжениях определяющими являются шумы электроники. С ростом напряжения шумы электроники уменьшаются, но с переходом в магический режим возрастает вклад диффузии. К тому же, лавина в магическом режиме достигает размера порядка 2 мм вдоль проволочки; в процессе роста, происходящего за счет фотонов, также вероятно возникают заметные флуктуации положения лавины. В смеси  $Ar + 20\% CO_2$  в оптимальном по напряжению разрешении в значительной мере связано с флуктуациями положения лавины, вызванными фотонами; гасящие добавки улучшают разрешение.

Для наклонного падения разрешение определяется флуктуациями в распределении ионизации вдоль трека. Лучшее разрешение получается при высоких напряжениях на камере, когда лавина образуется в основном за счет прихода ближайших к проволочке электронов. Здесь еще есть резервы улучшения разрешения. В частности, полезно использовать более быструю линию задержки и применять газы с высокой плотностью первичной ионизации.

Пространственное разрешение, полученное на маленьких камерах, можно сохранить и для больших камер, разбивая кабель на группы. Если работать на магическом газе, то можно иметь разрешение 50 мкм при ширине группы 20 см, при этом нужно уменьшать задержку на единицу длины.

Для многих задач индукционные камеры с ЛЗ имеют заметные преимущества перед дрейфовыми камерами. Они проще в эксплуатации, калибровке, ниже требование к стабильности газа, менее чувствительны к магнитному полю, нет проблемы лево-право.

К недостаткам следует отнести то, что они довольно сложны по конструкции и нельзя сделать цилиндрические камеры, распространенные в детекторах на встречных пучках.

На основании опыта данной работы создана система для регистрации рассеянных электронов в детекторе МД-1, работающем на накопителе ВЭП-4. Система включает 6 индукционных камер размером 60 x 20 см. Линии задержки имеют длину по 20 см. В предварительных испытаниях на электронах с энергией 1,8 ГэВ получено разрешение 100 мкм.

Мы хотим поблагодарить В.М.Аульченко, В.И.Фоминих за разработку электроники, А.А.Живалева, С.П.Пачина, Р.Г.Снопкова, В.С.Филиппова, В.А.Шохина за помощь в изготовлении камер и измерениях, В.А.Сидорова за поддержку работы, коллективы установок ВЭП-2 и НАЦ-М за предоставленную возможность проведения измерений на пучке.

## Л и т е р а т у р а

1. A.Rindi, V. Perez-Mender and R.Wallace, Nucl. Instr. and Meth. 77 (1970) 325.
2. R.Grove, K.Lee, V.Perez-Mender, J.Sperinde, Nucl. Instr. and Meth. 89, 257 (1970).
3. D.Lee, S.Sobotka, Nucl. Instr. and Meth. 104 (1972) 179.
4. J.L.Lacy, R.S.Lindsey, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 483.
5. H.Anderhub, J.Böcklin, H.Hofer, D.Makowiecki, B.Sapp, P.Seiler, G.Wemmer, Nucl. Instr. and Meth. 142 (1977) 595.
6. G.Charpak and F.Sauli, Nucl. Instr. and Meth. 113 (1973) 381.
7. F.Sauli, Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 147.
8. G.Charpak, G.Melchart, G.Petersen and Sauli. Nucl. Instr. and Meth. 167 (1979) 455.
9. N.A.Filatova, T.S.Nigmanov, V.P.Pugachevic, V.D.Riabtsov, M.D.Shafranov, E.N.Tsyganov, D.V.Uralski, A.S.Vodopianov, F.Sauli, A. Atac and J.Tompkins, Nucl. Instr. and Meth. 143 (1977) 17.
10. W.Farr, J.Heintze, K.H.Hellenbrand and A.H.Walenta. Nucl. Instr. and Meth. 154 (1978) 175.
11. V.I.Baskakov, V.K.Chernjatin, B.A.Dolgoshein, V.M.Fedorov, F.L.Gavrilenko, S.P.Konovalov, V.N.Lebedenko, S.N.Majburov, S.V.Muravjev, V.P.Pastovetov, A.S.Romanjuk, A.P.Shmeleva and P.S.Vasiljev, Nucl. Instr. and Meth. 158 (1979) 129.
12. A.E.Bondar, E.L.Panina, A.P.Onuchin, V.I.Telnov, Proc.Int. Meeting on Proportional and Drift Chambers, Dubna, 1975, p.219.
13. A.E.Bondar, A.P.Onuchin, V.I.Telnov, Proc. Int. Meeting on Proportional and Drift Chambers, Dubna, 1978, p.184.
14. A.M.Aulchenko, A.P.Onuchin, V.I.Telnov, V.I.Fominukch, ibid, p.258.
15. V.Palladino, B.Sadoulet, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 323.
16. A.G.Engherardt and A.V.Phelps, Phys. Rev. 133A (1964) 375. R.D.Hake and A.V.Phelps, Phys. Rev. 158 (1967) 70.
17. G.D.Alkharov, Nucl. Instr. and Meth. 89, 155 (1970).
18. V.C.Ermilova, L.P.Kotenko, G.I.Merson, Nucl. Instr. and Meth., 145 (1977) 555.
19. Lecome, V.Perez-Mendez, G.Stoker, Nucl. Instr. and Meth., 153 (1978) 543.
20. R.Crove, V.Perez-Mendez and J.Sperinde. Nucl. Instr. and Meth. 106 (1973) 407.
21. V.Radeka, IEEE, Trans. Nucl. Science, 21 (1974) 51.
22. F.Swanson, F.Kuchme, A.Favale, IEEE, Trans. Nucl. Science 20 (1974) 160.
23. В.Анашин, Г.Будкер, Н.Диканский, В.Куделайнен, А.Медведко, И.Мешков, В.Пархомчук, Д.Пестриков, В.Пономаренко, Р.Салимов, А.Скринский, Б.Сухина. Труды 4 Всесоюзн. конф. по ускорителям, т.П, 304, Наука (1975).
24. R.Bouclier, G.Charpak, Z.Dimcowski, G.Fisher, F.Sauli, G.Coignet and G.Flugge, Nucl. Instr. Meth. 88 (1970) 149.
25. G.Charpak, G.Fisher, A.Minten, L.Neuman, F.Sauli, G.Flügge. Ch. Gottfried and Tirlor, Nucl. Instr. and Meth. 97 (1971) 377.
26. J.Fischer, H.Okono and A.Walenta, Nucl. Instr. and Meth. 151 (1978) 451.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ИНДУКЦИОННЫХ  
ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР

А.Е.Бондарь, А.П.Окучин, В.С.Цапки, В.И.Тельнов

Работа поступила - 27 января 1982 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 3.П-1982г. МН 03079  
Усл. 2,3 печ.л., 1,8 учетно-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно  
Заказ № 17

---

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР