

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

937/  
12-80

3/3-80  
P13 - 12920

Л.Моучка,<sup>1</sup> В.Д.Пешехонов, Б.Ситар,<sup>2</sup> Р.Яник<sup>2</sup>

ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ  
СО ВСТРОЕННЫМ  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ СЧЕТЧИКОМ

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"

---

<sup>1</sup> Проектно-производственная база НИИ,  
Прага, ЧССР.

<sup>2</sup> Университет им. Коменского, Братислава,  
ЧССР.

1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

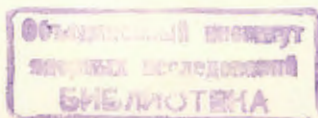
Способность дрейфовых камер /ДК/ работать в широком диапазоне давлений газа-наполнителя значительно увеличивает область применения этих детекторов. Так, ДК низкого давления могут использоваться в экспериментальной физике тяжелых ионов <sup>1/</sup>, в нейтронной радиографии с высоким пространственным разрешением <sup>2/</sup>, а также в экспериментах, в которых основной вклад в ошибку дает многократное рассеяние в веществе детекторов /например, работы по каналированию частиц высоких энергий/.

Главным преимуществом ДК низкого давления с тонкими майларовыми окнами является то, что они могут устанавливаться непосредственно в вакуумную систему установок.

С другой стороны, в дрейфовых камерах с понижением давления возрастает диффузия электронов и длина пробегов  $\delta$ -электронов. Тем не менее ДК низкого давления, работающие на органических газах или парах /изобутан, этилен, метилаль и др./, при давлении  $\geq 20$  мм Hg имеют пространственное разрешение, близкое к величине пространственного разрешения ДК, работающих при атмосферном давлении <sup>4/</sup>.

Следует отметить, что процесс диффузии электронов в электрическом поле, влияющий на величину пространственного разрешения, как показано в работе <sup>3/</sup>, не совсем ясен. Так, например, величины продольной и поперечной компонент диффузии в газах не совпадают.

Мы исследовали работу ДК низкого давления с целью создания детектора для нейтронной радиографии с высоким пространственным разрешением, принцип действия которого заключается в определении трека альфа-частиц с помощью двух ДК и в последующем восстановлении точки взаимодействия нейтрона с конвертором. Энергия альфа-частиц, образуемых в реакции  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$ , мала /около 1,5 МэВ/, что затрудняет использование лавинного счетчика. Поэтому для получения временного сигнала "Старт" применяется сцинтилляционный счетчик.



## 2. КОНСТРУКЦИЯ КАМЕРЫ

Схематичное изображение детектора приведено на рис. 1.

Камера имеет дрейфовый промежуток высотой 30 мм, шириной 100 мм и длиной 200 мм. Высота дрейфового промежутка определялась требованием нейтронной радиографии: при использовании двух дрейфовых промежутков для определения точек трека альфа-частиц между "анодными" плоскостями промежутков должно быть достаточное базовое расстояние.

На одной из сторон дрейфового промежутка размещен пропорциональный счетчик /ПС/ с сечением  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  и длиной 200 мм. Анодом счетчика служит золоченая вольфрамовая проволока диаметром 0,02 мм. Часть катода, обращенная к дрейфовому промежутку, имеет входную щель, ширина которой может изменяться в пределах  $0 \div 10 \text{ мм}$ . В данной работе ширина щели не изменялась и составляла 6 мм. Часть катода ПС, находящейся напротив входной щели, является линия задержки /ЛЗ/, намотанная неизолированной проволокой. ЛЗ применяется для измерения второй координаты (Y).

На потенциальные проволоки дрейфового промежутка диаметром 20 мкм /шаг намотки - 2 мм/ через высокоомный делитель подается напряжение.

Сигнал "Старт" для измерения X- и Y-координат вырабатывается скинтиллятором размером  $80 \times 200 \times 5 \text{ мм}^3$ , находящимся под дрейфовым промежутком /применялись два ФЭУ типа PHILIPS XP 1020/.

Камера вместе со скинтиллятором размещена в вакуумном боксе. Простая система продува обеспечивает внутреннее давление от 10 мм Hg до 1 атм. с точностью  $2 \div 5\%$ .

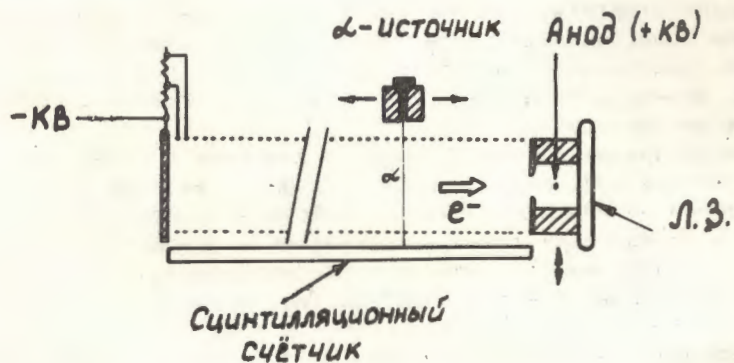


Рис. 1. Схематическое изображение дрейфовой камеры низкого давления.

Для измерений использовался коллимированный источник альфа-частиц  $^{210}\text{Po}$ , размещенный внутри бокса над дрейфовым промежутком. Источник можно было перемещать по X- и Y-координатам, можно было также изменять угол входа альфа-частиц в дрейфовый промежуток. Для амплитудных измерений применялись коллиматоры, формировавшие пучок альфа-частиц в анодной плоскости диаметром 3,5 и 0,7 мм (FWHM). Для измерения пространственного разрешения служили щелевые коллиматоры /размеры пучка после коллиматора составляли  $10 \times 0,2 \text{ мм}^2$  и  $10 \times 0,16 \text{ мм}^2$ /. При измерениях щель устанавливалась параллельно потенциальным проволокам дрейфового промежутка с точностью  $\pm 0,05 \text{ мм}$ .

Блок-схема установки показана на рис. 2. Для съема сигналов использовались пороговые дискриминаторы с предусилителем 912 ДС<sup>15/</sup> и дискриминаторы Д-201 с усилителем 2А-006<sup>16/</sup>.

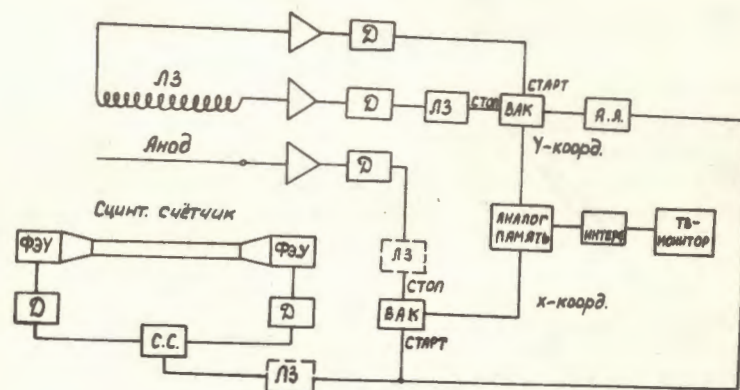


Рис. 2. Блок-схема установки.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

### 3.1. Амплитудные характеристики

На рис. 3 приведены счетные характеристики ПС. Видно, что при давлении изобутана 50 мм Hg длина плато составляла 250 В, при давлении 40 мм Hg - около 200 В.

Зависимость амплитуды сигнала от величины анодного напряжения представлена на рис. 4.

Энергетическое разрешение камеры для альфа-частиц с энергией около 5,25 МэВ в зависимости от величины анодного напряжения приведено на рис. 5. Для анодного напряжения

ПС  $700 \div 750 \text{ В}$   $\frac{\Delta E}{E} \approx 16\%$ . Амплитудная зависимость сигналов

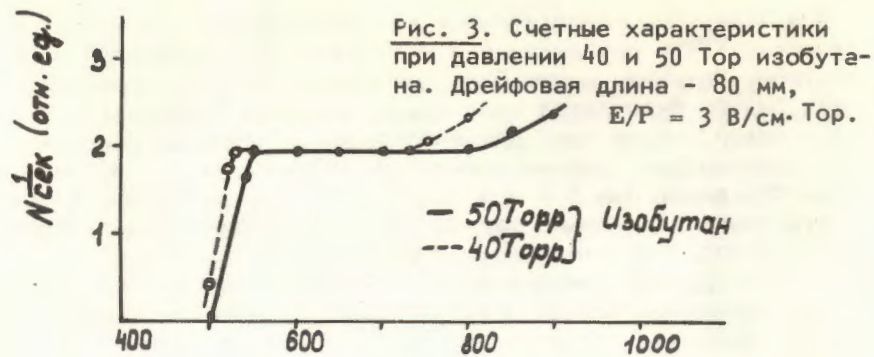


Рис. 3. Счетные характеристики при давлении 40 и 50 Тор изобутана. Дрейфовая длина - 80 мм,  $E/P = 3$  В/см·Тор.

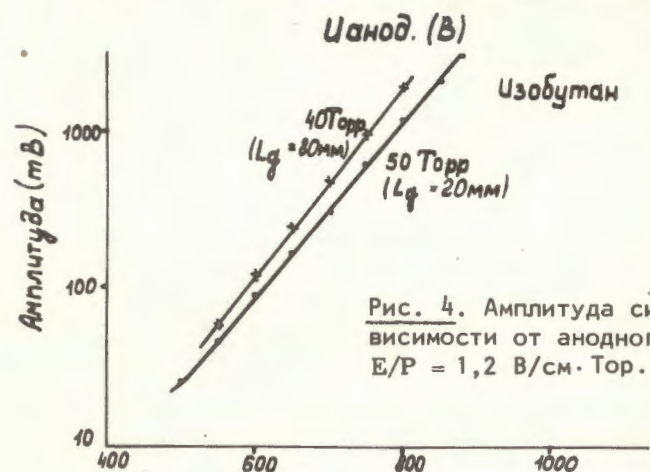


Рис. 4. Амплитуда сигнала в зависимости от анодного напряжения.  $E/P = 1,2$  В/см·Тор.

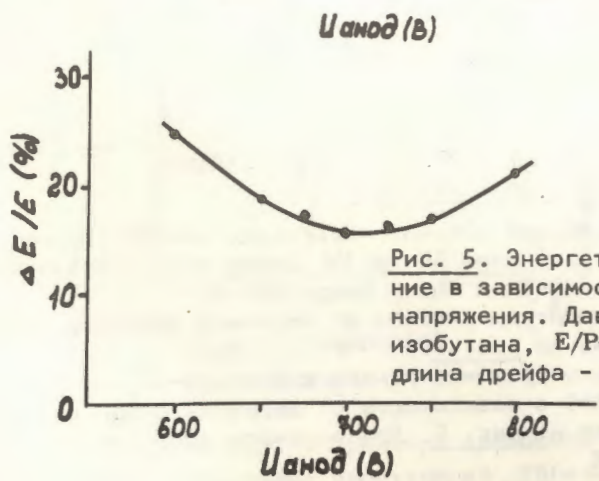


Рис. 5. Энергетическое разрешение в зависимости от анодного напряжения. Давление - 50 Тор изобутана,  $E/P = 3,2$  В/см Тор; длина дрейфа - 80 мм.

от длины дрейфа изображена на рис. 6. Сравнение результатов с данными<sup>4/</sup> показывает, что, по-видимому, захват электронов в изобутане несколько меньше, чем в этилене и метилале. Величина энергетического разрешения в зависимости от длины дрейфа приведена на рис. 7.

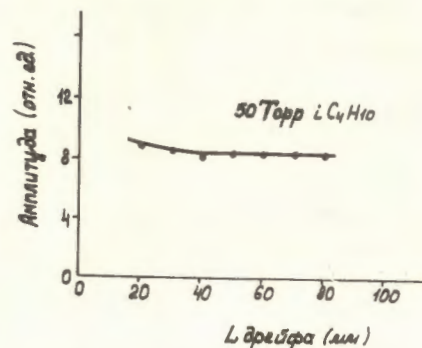


Рис. 6. Амплитуда сигнала в зависимости от пути дрейфа при давлении 50 Тор изобутана. Анодное напряжение - 700 В,  $E = 170$  В/см.

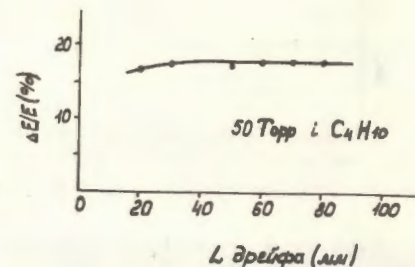


Рис. 7. Энергетическое разрешение в зависимости от длины дрейфа для 50 мм изобутана. Анодное напряжение - 700 В,  $E = 170$  В/см.

### 3.2. Скорость дрейфа

Зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности поля дрейфового промежутка ( $E/P$ ) представлена на рис. 8. Величина скорости дрейфа достигает насыщения при напряженности поля  $E/P > 4$  В/см Тор и составляет величину  $w = 5,5$  см/мкс, что совпадает с результатом, приведенным в работе<sup>1/</sup>. Экспериментальные значения величины  $w$  хорошо совпадают с расчетными<sup>7/</sup> в области низких значений  $E/P$ , с увеличением  $E/P$  между ними наблюдается небольшое различие.

### 3.3. Линейность и пространственное разрешение

#### 3.3.1. X-координата

X-координата трека альфа-частиц определяется по величине задержки электронов в дрейфовом промежутке. Рис. 9 и 10 иллюстрируют высокую линейность камеры по X-координате. Малая ширина пиков указывает на то, что детектор обладает хорошим пространственным разрешением.

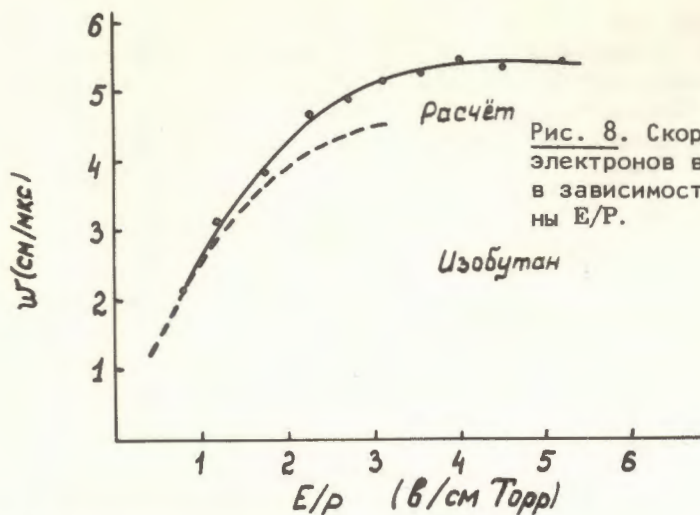


Рис. 8. Скорость дрейфа электронов в изобутане в зависимости от величины  $E/P$ .



Рис. 9. Профили пучка от альфа-источника при перемещении его /по X / на расстоянии от 20 до 80 мм с шагом 10 мм. Давление изобутана - 50 Тор.  $E = 200$  В/см.

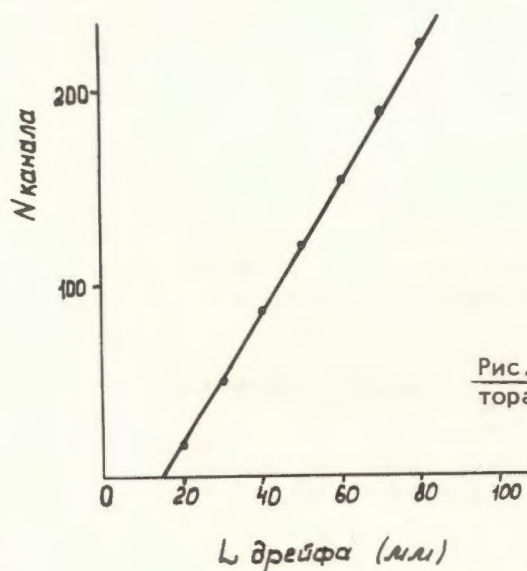


Рис. 10. Линейность детектора по X-координате.

По классической теории пространственное разрешение ДК низкого давления должно быть хуже, чем ДК, работающих при атмосферном давлении. Главные причины этого: а/ длинные пробеги  $\delta$ -электронов в газе при низком давлении; б/ большое значение коэффициента диффузии. В работе <sup>8/</sup> показано, однако, что влияние пробегов  $\delta$ -электронов меньше, чем предска-

зывается теорией. Кроме того, пробеги  $\delta$ -электронов в случае низкоэнергетичных альфа-частиц меньше, чем в случае релятивистских частиц.

Известно, что среднеквадратичное отклонение точечного заряда, проходящего расстояние  $X$ , определяется выражением

$$\sigma_x = \sqrt{2DX/w},$$

где  $D$  - коэффициент диффузии и  $w$  - скорость дрейфа электронов. Используя выражение для характеристической энергии электронов  $\epsilon_k = eDE/w$ , где  $E$  - величина электрического поля,  $e$  - заряд электрона, легко получить:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\epsilon_k P}{eE}} \cdot \sqrt{\frac{X}{P}},$$

т.е. величина  $\sigma_x$  при данном  $E/P$  зависит от длины дрейфа  $X$  и давления газа  $P$  следующим образом:

$$\sigma_x \sim \left(\frac{X}{P}\right)^{1/2}.$$

В случае временной привязки к переднему фронту импульсов /при низком пороге дискриминации/ измеряемое время дрейфа определяется первыми электронами, достигающими анода. В работе <sup>8/</sup> показано, что для первого электрона:

$$\sigma_1 = 0,91 \frac{\sigma_x}{\sqrt{\ln N}},$$

где  $N$  - число электронов в облаке. В нашем случае при  $P = 50$  Тор изобутана и толщине чувствительного газового слоя 6 мм /ширина входной щели ПС/  $N = 5,0 \cdot 10^3$  электронов. В работе <sup>7/</sup> вычислена величина среднеквадратичной ошибки после 1 см дрейфа электронов в изобутане. Для  $E/P = 3$  В/см·Тор расчетная величина  $\sigma = 0,12$  мм / $P = 1$  атм./ . Отсюда следует, что  $\sigma_1 \approx 146$  мкм для  $x = 1$  см и  $\sim 206$  мкм для  $x = 2$  см. Это значение  $\sigma_1$  определяется только диффузией электронов. Итак, наблюдается значительное расхождение ожидаемой величины пространственного разрешения /оценка проводится с использованием коэффициента поперечной диффузии/ с экспериментальными результатами, приведенными на рис. 11. В измеряемую величину  $\sigma_{изм}$  вносят вклад следующие факторы:

$$\sigma_{\text{изм.}}^2 = \sigma_{\text{коллиматора}}^2 + \sigma_{\text{электроники}}^2 + \sigma_{\text{дрейфа}}^2 + \sigma_{\text{геометрии}}^2 + \sigma_{\text{рассеяния}}^2$$

где  $\sigma_{\text{геометрии}}^2$  определяется точностью установки щелевого коллиматора. На кривой, представленной рис. 11, отложены экспериментальные точки с учетом влияния коллиматора и без учета влияния электроники, геометрии и рассеяния альфа-частиц:

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{изм.}}^2 - \sigma_{\text{коллиматора}}^2$$

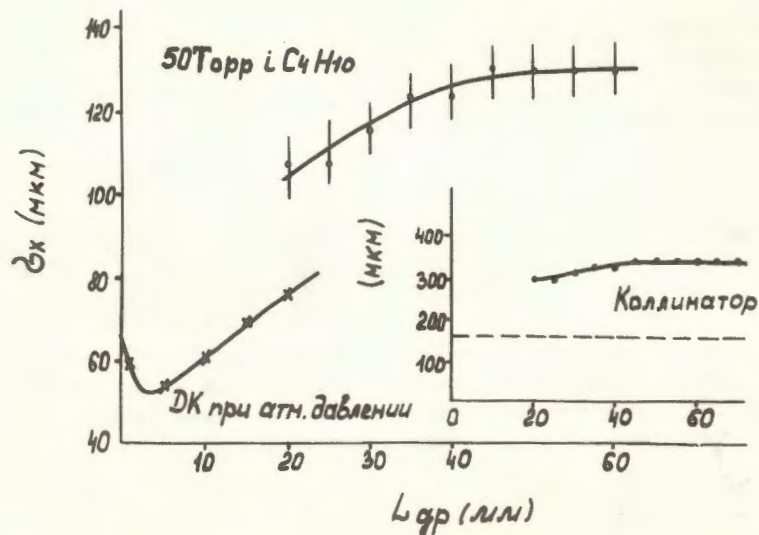


Рис. 11. Пространственное разрешение ( $\sigma$ ) по X-координате в зависимости от длины дрейфа в изобутане при давлении 50 Тор.  $E/P = 4$  В/см·Тор. Анодное напряжение - 870 В. Справа показана величина пространственного разрешения без вычета вклада от коллиматора. Слева - зависимость величины пространственного разрешения для ДК при атмосферном давлении /из работы<sup>/11/</sup>.

Видно, что экспериментальное значение пространственного разрешения примерно в 2 раза лучше ожидаемой величины. Возможно, что это происходит из-за различия в величинах поперечной и продольной диффузии электронов в электрическом поле<sup>/3/</sup>. Так, по данным, приведенным в работе<sup>/10/</sup>, эти величины

отличаются в 7 раз для аргона и в -2 раза для молекулярных газов. Интерпретируя высокое пространственное разрешение, полученное нами и в работе<sup>/4/</sup>, можно предположить, что в изобутане величины продольной и поперечной диффузии значительно различаются /данными о величине продольной диффузии в изобутане мы не располагаем/.

На рис. 11 для сравнения приведено лучшее пространственное разрешение, полученное на ДК при атмосферном давлении<sup>/11/</sup>. Следует отметить, что в работе<sup>/11/</sup> пространственное разрешение ДК определялось путем восстановления треков по данным с трех камер. В нашей работе использовалась одна ДК, кроме того, не учитывались некоторые факторы. Тем не менее наши результаты не сильно отличаются от результатов<sup>/11/</sup>. По-видимому, величины пространственного разрешения ДК низкого и атмосферного давления имеют близкое значение.

При временной привязке к вершине сигналов величина среднеквадратичного отклонения их координат определяется выражением  $\sigma_M = \sigma / \sqrt{N}$ , при этом на пути в 1 см дополнительный вклад от диффузии должен составлять ~2 мкм. В нашем случае независимо от вида временной привязки сигнала величина  $\sigma$  имеет одно и то же значение. Высокую разрешающую способность камеры демонстрирует рис. 12 /расстояние между соседними пиками составляет 2 мм/.

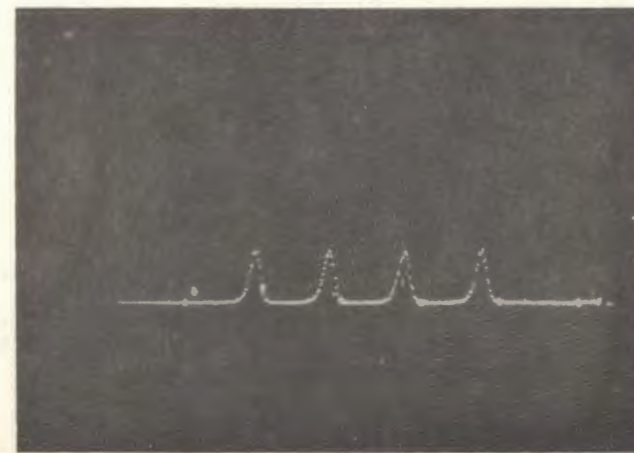


Рис. 12. Иллюстрация пространственного разрешения по X-координате. Расстояние между пиками - 2 мм.

### 3.3.2. Y-координата

Y-координата определялась в нашем случае с помощью линии задержки, являющейся частью катода ПС.

Параметры ЛЗ приведены в таблице.

Пространственное разрешение камеры по Y-координате иллюстрируется рис. 13.

При этих измерениях величина анодного напряжения равнялась 1000 В, напряженность дрейфового поля  $\geq 2,4$  В/см. Тор. Величина  $\sigma_y$  составляла 94 мкм. ЛЗ линейна в центральной области, монотонное отклонение от линейности имело место на краевых участках длиной до 2 см.

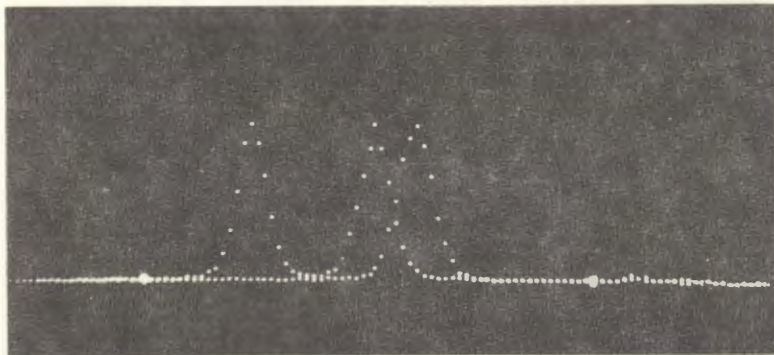


Рис. 13. Пространственное разрешение по Y-координате. Расстояние крайних пиков до центрального равно 1 и 0,2 мм. Давление изобутана 50 Тор.  $E = 120$  В/см.

Таблица

Длина	- 190 мм.
Сечение	- $40 \times 4$ мм <sup>2</sup> .
Проволока	- диаметр 0,1 мм, неизолированная.
Шаг намотки	- 0,3 мм.
Импеданс	- 650 Ом.
Задержка	- 670 нс.
Затухание сигнала	- 10%.
Изменение переднего фронта сигнала	- 5%.
Отражение	- $\leq 5\%$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дрейфовая камера низкого давления со встроенным сцинтиллятором работает стабильно во времени и имеет линейные характеристики по обеим координатам. Влияния накопленного на поверхности сцинтиллятора заряда на параметры детектора не наблюдается. Камера имеет высокое пространственное разрешение по обеим координатам. Величина  $\sigma$  для X-координаты составляет  $\sim 100$  мкм для длины дрейфа 20 мм при давлении изобутана 50 Тор, что сравнимо с лучшим пространственным разрешением, достигнутым на ДК атмосферного давления. По Y-координате величина  $\sigma \leq 100$  мкм.

Авторы благодарят за полезные обсуждения Ю.В.Заневского, за помощь в работе Ю.С.Анисимова, Р.М.Базлову, Н.П.Волкова, А.Б.Иванова, С.А.Рожнятовскую, М.Н.Михайлову и Ю.Г.Федулова.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Breskin A. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1978, 148, p.275.
2. Моучка Л. и др. ОИЯИ, P18-12147, Дубна, 1979.
3. Sauli F. Nucl. Instr. & Meth., 1978, 156, p.147.
4. Breskin A., Trautner N. Nucl. Instr. & Meth., 1976, 134, p.35.
5. Guzik Z. Fermilab. Rep. FN-301, 1976.
6. Анисимов Ю.С. и др. ОИЯИ, 18-11346, Дубна, 1978.
7. V.Palladino and B.Sadoulet. Nucl. Instr. and Meth., 1975, 128, p.323.
8. Breskin A. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1974, 119, p.9.
9. Schultz G. CERN EP Int. Rep., 1976, 76-19.
10. Lowke J.J., Parker J.H. Phys. Rev., 1969, 181, p.302.
11. Filatova N.A. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1974, 143, p.17.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 ноября 1979 года.