

Х-203  
15/Х-69  
СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

13 - 4673



Ю.Н.Харжеев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИДЕНТИФИКАЦИЯ  $\pi^0$ -МЕЗОНОВ  
В СОСТАВНЫХ НЕОН-ВОДОРОДНЫХ  
ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

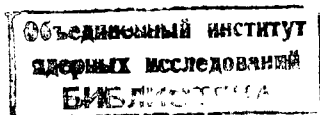
1969

13 - 4673

8009/2 49

Ю.Н.Харжеев

ИДЕНТИФИКАЦИЯ  $\pi^0$  - МЕЗОНОВ  
В СОСТАВНЫХ НЕОН-ВОДОРОДНЫХ  
ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ



## Введение

Проведение полного кинематического анализа ядерных реакций, протекающих в пузырьковой камере, в значительной мере зависит от возможности идентификации  $\gamma$ -квантов и  $P^0$ -мезонов. С увеличением энергий взаимодействующих частиц число рождаемых  $P^0$ -мезонов растет. Например, экстраполируя данные, приведенные в работе /1/, можно показать, что при взаимодействиях протонов с энергией около 70 Гэв с протонами мишени образуются события с участием в среднем до 2 - 3  $P^0$ -мезонов. Для анализа таких событий необходимы детекторы, с большой эффективностью конвертирующие  $\gamma$ -кванты. Одним из таких детекторов может быть составная неон-водородная пузырьковая камера, рабочий объем которой состоит из двух изолированных друг от друга областей: области мишени, заполняемой жидким водородом или дейтерием, и области конверсии  $\gamma$ -квантов, заполняемой смесью жидких водорода и неона (см.рис. I). Подобное разделение рабочего объема пузырьковой камеры лучше всего способствует проведению полного кинематического анализа ядерных реакций. В самом деле, такая пузырьковая камера совмещает в себе достоинства пузырьковых камер двух типов: жидководородных, которые являются наилучшими мишенями для изучения взаимодействий первичных частиц с протонами; камер с тяжелыми жидкостями, которые являются хорошими детекторами  $\gamma$ -квантов.

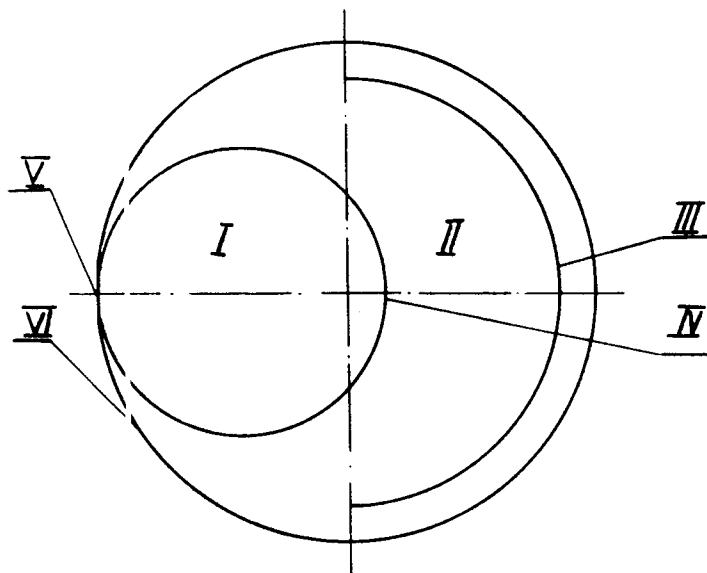


Рис. I. Схема рабочего объема составной неон-водородной пузырьковой камеры.

Близость термодинамических характеристик областей чувствительности жидких водорода и неона является несомненным преимуществом рассматриваемой камеры перед пропановыми пузырьковыми камерами, внутрь которых вводится жидководородная мишень.

Впервые возможность получения треков в смеси жидких водорода и неона была показана Проуделлом на 20-дюймовой пузырьковой камере/2/. Позднее эксперимент был поставлен на 80-дюймовой пузырьковой камере/3/.

В *жесту* испытали неон-водородные пузырьковые камеры, причем в работе/4/ в качестве мишени использовался жидкий водород, а в работе /5/-жидкий дейтерий. Обе мишени, а также неон-водородная смесь были чувствительны к излучению, и треки, образованные в них, удалось сфотографировать достаточно четко.

Таким образом, имеющиеся к настоящему времени работы показывают не только возможность использования неон-водородной смеси в пузырьковых камерах, но также и возможность конструктивного исполнения составной камеры.

Ниже рассматриваются эффективности регистрации высокоэнергетичных  $P^0$ -мезонов в составных камерах при отсутствии (§1) и наличии (§2) металлической пластины в области конверсии  $\gamma$ -квантов. Расчеты проводились без учета углового распределения  $P^0$ -мезонов, что оправдывается тем, что продукты ядерных реакций при энергиях

$\sim 70$  Гэв будут отличаться резкой направленностью вперед. Ошибки определения импульсов  $P^0$ -мезонов приближенно рассмотрены в §3.

§ I. Эффективность регистрации  $\Pi^0$ - мезонов в составной  
неон-водородной пузырьковой камере

Использование неон-водородной смеси в составных пузырьковых камерах объясняется не только близостью характеристик областей чувствительности к излучению жидких неона и водорода, но и малостью радиационной длины смеси. Зависимость радиационной длины смеси жидких неона и водорода  $X_0$  от молярной концентрации неона  $\epsilon_{Ne}$  (мол.) приведена на рис. 2. Сравнительно небольшие примеси неона приводят к значительному уменьшению радиационной длины смеси по сравнению с радиационной длиной жидкого водорода. Например, радиационная длина смеси с молярной концентрацией неона  $\epsilon_{Ne}$  (мол.), равной 15%, составляет 205 см, а с  $\epsilon_{Ne}$  (мол.), равной 30%, - 104 см. (Сравним с радиационной длиной пропана, которая равна 110 см).

Радиационная длина смеси определялась по формуле:

$$X_0 = X_{Ne} X_H / (X_H \rho_{Ne} + X_{Ne} \rho_H), \quad (1)$$

где  $X_H$  и  $X_{Ne}$  - радиационные длины чистого водорода и неона, а  $\rho_H$  и  $\rho_{Ne}$  - их весовые концентрации.

Радиационная длина чистой компоненты определялась по формуле /I0/:

$$X^{-1} = \frac{4}{137} \frac{N}{A} Z(Z+\xi) r_e^2 \ln(183/Z^{1/3}) / [1 + 0,12(\frac{Z}{82})^2]. \quad (2)$$

Мы считали, что  $\xi_{Ne} = 1,30$  и  $\xi_H = 1,39$  (см. например /II/). Для расчета плотности смеси воспользовались приближенной формулой /II/

$$\rho_{см.} = \sum_{i=1}^2 \rho_i \epsilon_i^2 + 2 \rho_{12} \epsilon_1 \epsilon_2, \quad (3)$$

где  $\rho_{12} = \frac{1}{8} (\rho_1^{1/3} + \rho_2^{1/3})^3$ , а  $\quad (4)$

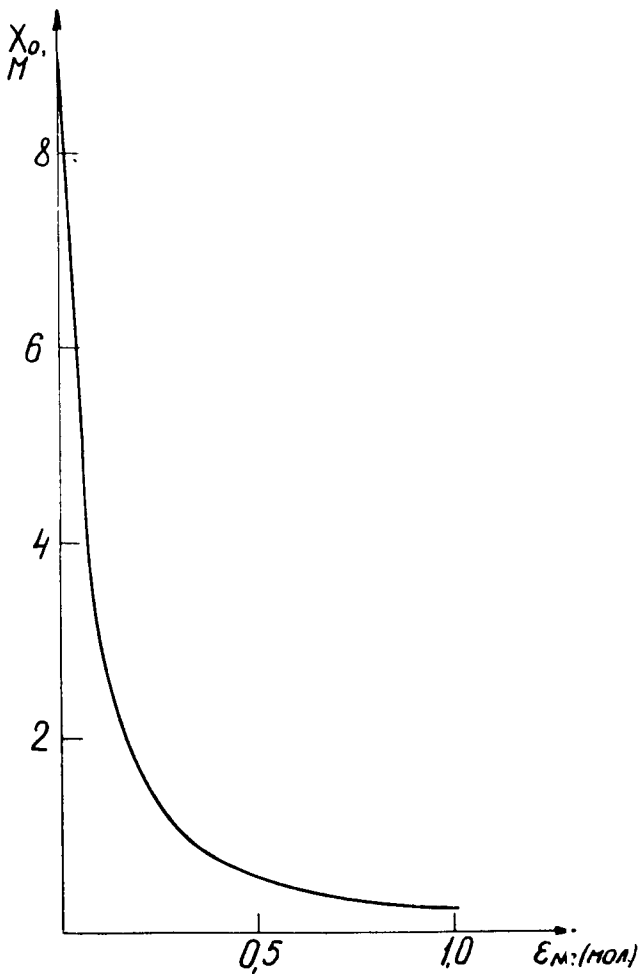


Рис. 2. Зависимость радиационной длины неон-водородной смеси от молярной концентрации неона.

$\rho_1$  и  $\epsilon_1$ , ( $\rho_2$  и  $\epsilon_2$ ) — плотность и молярная концентрация неона (водорода) в смеси.

Ниже мы рассмотрим составные камеры с диаметрами 5 ; 4,25 и 3,7 м, что соответствует размерам трех жидководородных пузырьковых камер, проектируемых в настоящее время в различных лабораториях /6,7,8/.

При заданных размере камеры и концентрации неона в смеси увеличение размеров мишени приводит к возрастанию числа соударений на водороде мишени, но при этом уменьшаются размеры области детектирования  $\Pi^0$ -мезонов, следовательно, уменьшается эффективность их регистрации. Поэтому для составной камеры существует оптимальное соотношение размеров ее частей.

Определим долю событий, образованных в области мишени, для которых все  $\Pi^0$ -мезоны детектируются в области смеси (или кратко: "достоинство камеры")  $|II_1|$ , соответственно, для 2 и 3  $\Pi^0$ -мезонов:

$$N_2 = \frac{d - l_{me} - l_{изм.}}{l_H(\text{соуд})} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{l_{me}}{2X_0}\right) \right]^2 \quad (5)$$

$$N_3 = \frac{d - l_{me} - l_{изм.}}{l_H(\text{соуд})} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{l_{me}}{2X_0}\right) \right]^6 \quad (6)$$

где  $d$  — диаметр составной камеры,  $l_{me}$  — длина области конверсии  $\gamma$ -квантов,  $l_{изм.}$  — длина трека электрона для проведения измерений,  $l_H(\text{соуд})$  — средняя длина ядерных столкновений.

В расчетах мы полагали  $l_{изм.} = 0,5$  м. Действительно, при импульсе электрона 20 Гэв/с, ошибке измерения координат 200 мк и напряженности магнитного поля 30 кГс оптимальная длина измерения треков равна 52 см. Средняя длина ядерных столкновений вычислялась по формуле, заимствованной из работы /9/ и равна:  $l_H(\text{соуд}) = 4,25$  м.



Вычислив экстремум функций  $N_4$  и  $N_6$ , найдем оптимальные значения длин областей конверсии для трех рассматриваемых камер при различных концентрациях неона в смеси. Затем вычислим вероятности регистрации 2 и 3  $\Pi^0$ -мезонов и величины  $N_4$  и  $N_6$ , соответствующие этим длинам. Результаты расчета приведены на рис. 3а для случая с 2  $\Pi^0$ -мезонами и на рис. 3б - с тремя  $\Pi^0$ -мезонами. Для регистрации 2  $\Pi^0$ -мезонов с вероятностью 80% оптимальные значения размеров области конверсии (области мишени) равны 1,8 ; 1,5 и 1,3 м (2,7 ; 2,25 и 1,9 м) соответственно для камер с размерами 5 ; 4,25 и 3,7 м. При этом молярная концентрация неона соответственно равна 58 ; 64 и 75%. Однако такие высокие концентрации неона приведут к большим ошибкам определения импульса  $\Pi^0$ -мезона. Например, если считать, что среднеквадратичная ошибка определения координат точек в камере равна 200 мк, то при напряженности магнитного поля 30 кгс и при указанных выше значениях вероятности регистрации 2  $\Pi^0$ -мезонов,  $\Pi^0$ -мезон с импульсом 20 Гэв/с будет идентифицироваться с относительной ошибкой импульса, равной 31% в 5-метровой камере, 33% в 4,25-метровой камере и 38% - в 3,7-метровой камере. (рис. 7).

Рассмотрим, насколько различаются вероятности регистрации 2(3)  $\Pi^0$ -мезонов  $W_4$  ( $W_6$ ) в трех камерах, имеющих одинаковую концентрацию неона  $\epsilon_{Ne}$ . Пусть  $\epsilon_{Ne}$  (моляр) = 40%. Тогда  $W_4 = 66 ; 58 ; 51\%$ , а  $W_6 = 62 ; 53$  и 45 % соответственно для камер с диаметрами 5 ; 4,25 и 3,7 м. Во всех камерах ошибка в определении импульса  $\Pi^0$ -мезо-

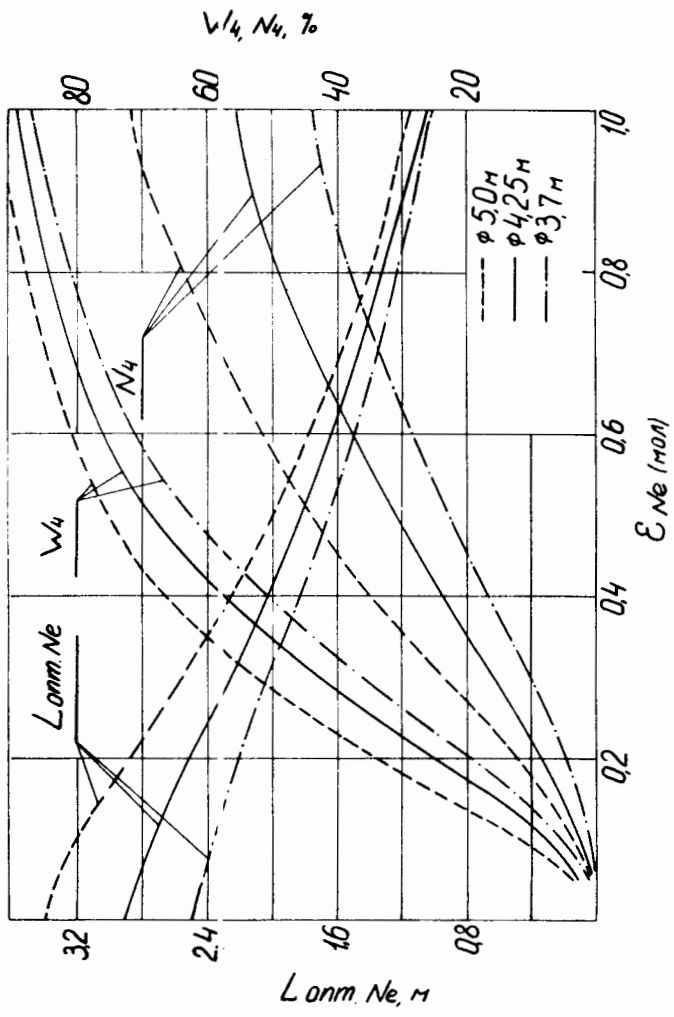


Рис.3а. Зависимость оптимальной длины области конверсии  $\chi$ -квантов, вероятности конверсии и "достоинства камеры" от молярной концентрации неона в смеси в трех различных камерах. Число  $P^0$ -мезонов равно 2.

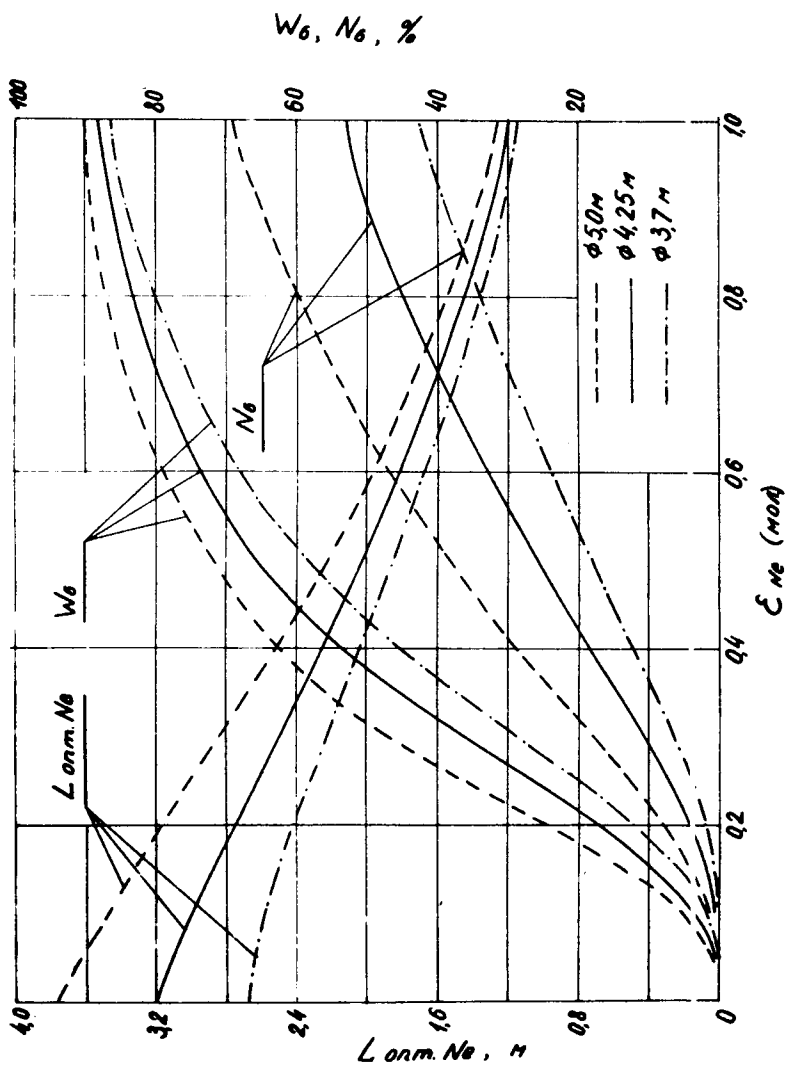


Рис.36. То же, что и рис.3а. Число  $\Pi^0$ -мезонов равно 3.

на одинакова, и в случае, когда импульс  $\Pi^0$ -мезона равен 20 Гэв/с, она достигает 24%.

О достоинствах камер разных размеров можно судить по кривым  $N_4$  и  $N_6$  (см. рис. 3а и 3б). В составных камерах с диаметрами 5 ; 4,25 и 3,7м при молярной концентрации неона в смеси 40% получаем, соответственно, следующие значения величины  $N_4$  ( $N_6$ ): 0,35; 0,23 и 0,17 (0,29; 0,19 и 0,12). При этом оптимальные длины области мишени с точки зрения регистрации двух (трех)  $\Pi^0$ -мезонов равняются, соответственно, 2,25 ; 1,73 и 1,38 м (2 ; 1,5 и 1,2м), т.е. размеры области мишени меньше половины диаметра составной камеры.

## § 2. Эффективность регистрации $\Pi^0$ -мезонов в составной неон-водородной пузырьковой камере с металлической пластинкой

Как было показано выше, для регистрации с высокой эффективностью  $\Pi^0$ -мезона по  $\gamma$ -квантам распада, в составных камерах необходимы смеси жидких неона и водорода с большой концентрацией неона. Однако использование неон-водородной смеси с высоким содержанием неона сопряжено с рядом трудностей:

I. Стенка, разделяющая области мишени и конверсии  $\gamma$ -квантов, должна быть прозрачной, чтобы можно было фото-

градировать события, образованные в области мишени; прочной, чтобы выдержать разницу давлений в обеих областях во время работы камеры; тонкой, чтобы уменьшить фоновые взаимодействия в стенке. Кроме того, стенка должна обладать теплоизоляционными свойствами. С ростом концентрации неона в смеси становится труднее совместить эти требования.

2. Точность определения импульса  $\Pi^0$ -мезона с увеличением концентрации неона ухудшается.

До настоящего времени в составной камере использовалась неон-водородная смесь с молярной концентрацией неона около 15%/4/. Радиационная длина такой смеси равна 205 см. Поэтому для конверсии всех  $\gamma$ -квантов от распада 1,2,3  $\Pi^0$ -мезонов с вероятностью распада, например, 80%, нужны составные камеры с размерами 6,8 ; 8,4 и 10,2 м соответственно. Однако при концентрациях неона, ненамного больших 15%, удовлетворить указанной вероятности можно и в камерах с размерами меньше или порядка 5 м. Для этого в объем смеси нужно ввести металлическую пластинку на некотором расстоянии от задней стенки камеры, которое определяется длиной треков частиц, необходимой для проведения угловых измерений. Поперечные размеры пластины определяются с учетом наиболее вероятных углов вылета  $\Pi^0$ -мезонов, а толщина ее - вероятностью конверсии  $\gamma$ -квантов.

Схема рабочего объема рассматриваемой камеры приведена на рис.1, где I - область мишени; II - область смеси жидких водорода и неона; III - металлическая пластина; IV - майларовая пленка; V - входное окно для пучковых частиц; VI - стенка камеры.

Такая комбинация смеси и пластины наилучшим образом отвечает кинематическим особенностям распада и обнаружения  $\Pi^0$ -мезона. Действительно, для определения энергии  $\Pi^0$ -мезона достаточно измерить энергию одного из  $\gamma$ -квантов распада и угол разлета обоих  $\gamma$ -квантов. Аналогичная ситуация имеет место и в случае определения энергии 2-3  $\Pi^0$ -мезонов [12]. Таким образом, для определения энергии одного или нескольких  $\Pi^0$ -мезонов достаточно, чтобы хотя бы один из  $\gamma$ -квантов от распада каждого  $\Pi^0$ -мезона конвертировался в области смеси, остальные - в пластинке. Тогда процедура определения энергии  $\Pi^0$ -мезонов будет следующей:

- 1) в области смеси между мишенью и пластинкой измеряется энергия хотя бы одного из  $\gamma$ -квантов от распада каждого  $\Pi^0$ -мезона;
- 2) в области смеси до и за пластинкой измеряются направления всех  $\gamma$ -квантов распада  $\Pi^0$ -мезонов.

В соответствии с этим мы рассчитали:

1) Вероятность конверсии хотя бы одного из  $\gamma$ -квантов от распада каждого  $\Pi^0$ -мезона (эффективность определения энергии  $\Pi^0$ -мезонов) в области смеси между мишенью и пластинкой. В случае распада 1, 2 и 3  $\Pi^0$ -мезонов имеем:

$$W_{E,1\pi^0} = 2q \cdot q^2 \quad (7)$$

$$W_{E,2\pi^0} = (2q - q^2)^2 \quad (8)$$

$$W_{E,3\pi^0} = (2q - q^2)^3, \quad (9)$$

где  $q = 1 - \exp[-2\ell / (9X_0)]$  - вероятность конверсии одного  $\gamma$ -кванта в среде с толщиной  $\ell$  и радиационной длиной  $X_0$ .

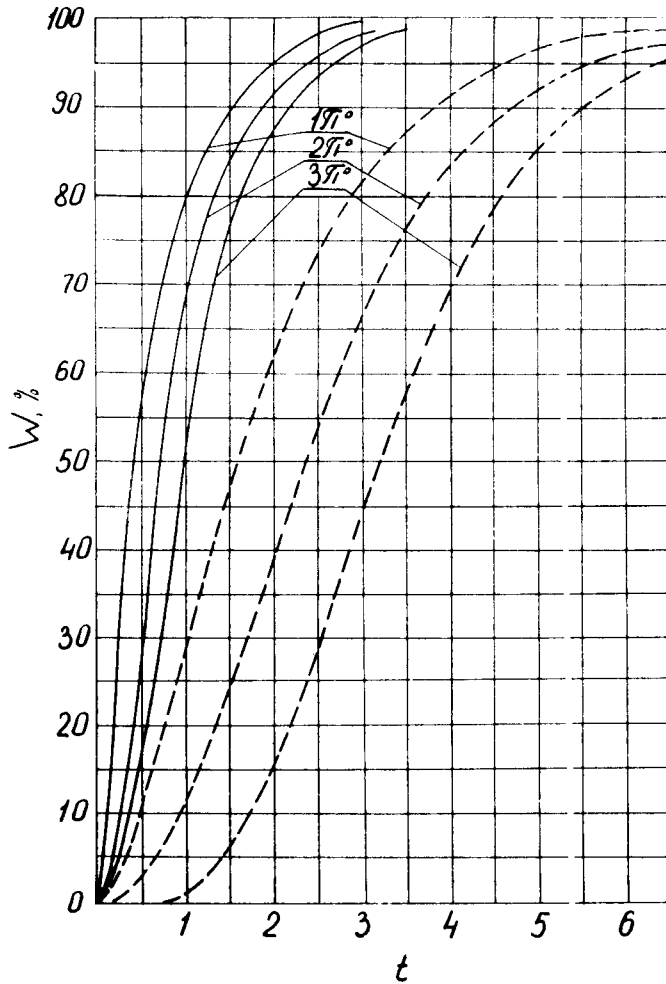


Рис. 4. Зависимость эффективности определения энергии 1,2 и 3  $\pi^0$ -мезонов (сплошные кривые) и направлений вылета всех  $\gamma$ -квантов от распада 1,2 и 3  $\pi^0$ -мезонов (пунктирные кривые) от толщины среды в радиационных длинах.

2) Вероятность конверсии всех  $\gamma$  -квантов распада  $\Pi^0$ -мезонов в смеси с учетом пластинки (эффективность определения направлений всех  $\gamma$  -квантов). В случае распадов 1, 2 и 3  $\Pi^0$ -мезонов она равна, соответственно,

$$W_{\text{напр.}, 1\pi^0} = 92 \quad (10)$$

$$W_{\text{напр.}, 2\pi^0} = 94 \quad (11)$$

$$W_{\text{напр.}, 3\pi^0} = 96 \quad (12)$$

Результаты расчета приведены на рис. 4. Исходя из этих кривых, можно рассчитать концентрацию неона в смеси и толщину пластинки, необходимые для измерения энергии  $\Pi^0$ -мезонов с заданной эффективностью. Для этого определяем необходимую толщину среды в радиационных длинах. далее, зная размеры области смеси между пластинкой и мишенью, найдем радиационную длину смеси, а, следовательно, и концентрацию неона.

Предположим, что длина мишени фиксирована и равна 2 м, а длина области смеси между пластинкой и задней стенкой камеры равна 0,5 м. Результаты расчета концентраций неона, необходимых для определения энергий 2 и 3  $\Pi^0$ -мезонов с заданной эффективностью, приведены на рис. 5а. Результаты аналогичных расчетов при длинах мишени, равных 1,5 и 1 м, приведены, соответственно, на рис. 5б и 5в.

Из этих кривых можно найти, что при молярной концентрации неона в смеси, равной 15%, в 3 составных камерах с диаметрами 5 ; 4,25 , 3,7 м и постоянной длине мишени, равной 2 м , эффективность определения энергии 2  $\Pi^0$ -мезонов равна 72 ; 54 и 35%, 3  $\Pi^0$ -мезонов - 64 ; 40 и 25%.



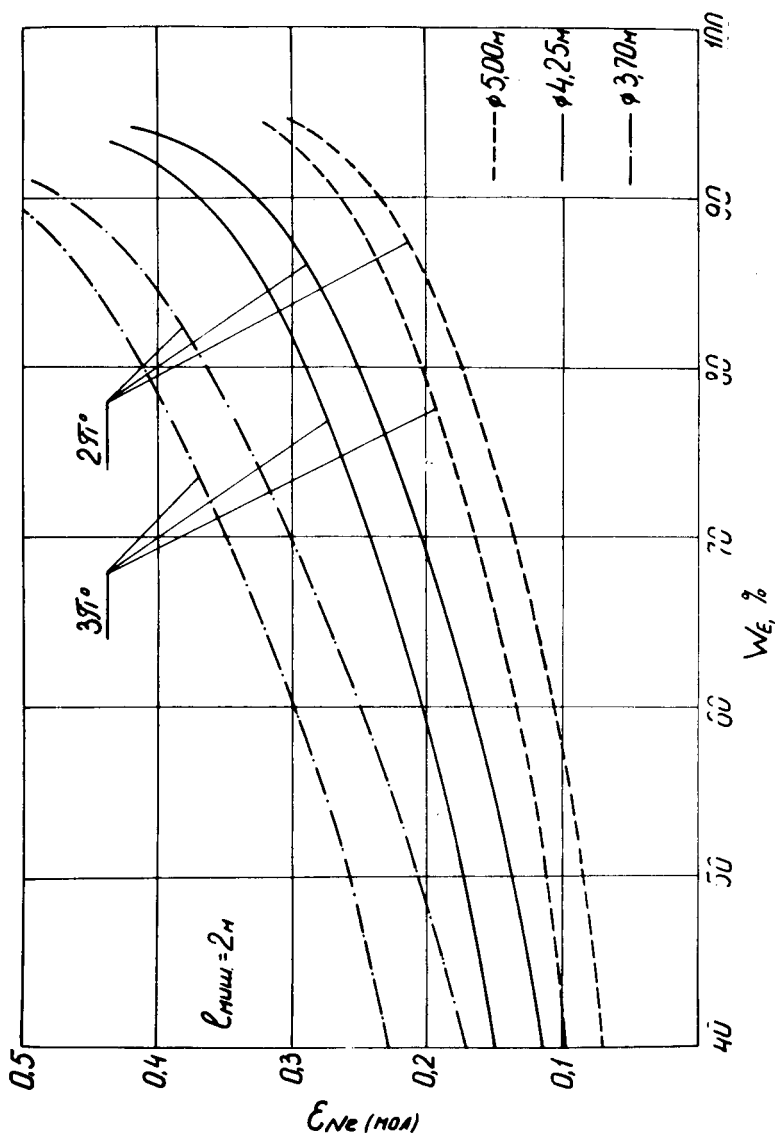


Рис. 5а. Зависимость концентрации неона в области конверсии  $\chi$ -квантов от эффективности определения энергии 2 и 3  $\Pi^0$ -мезонов в камерах, имеющих диаметры 5; 4,25 и 3,7 м. Длина области мишени - 2 м.

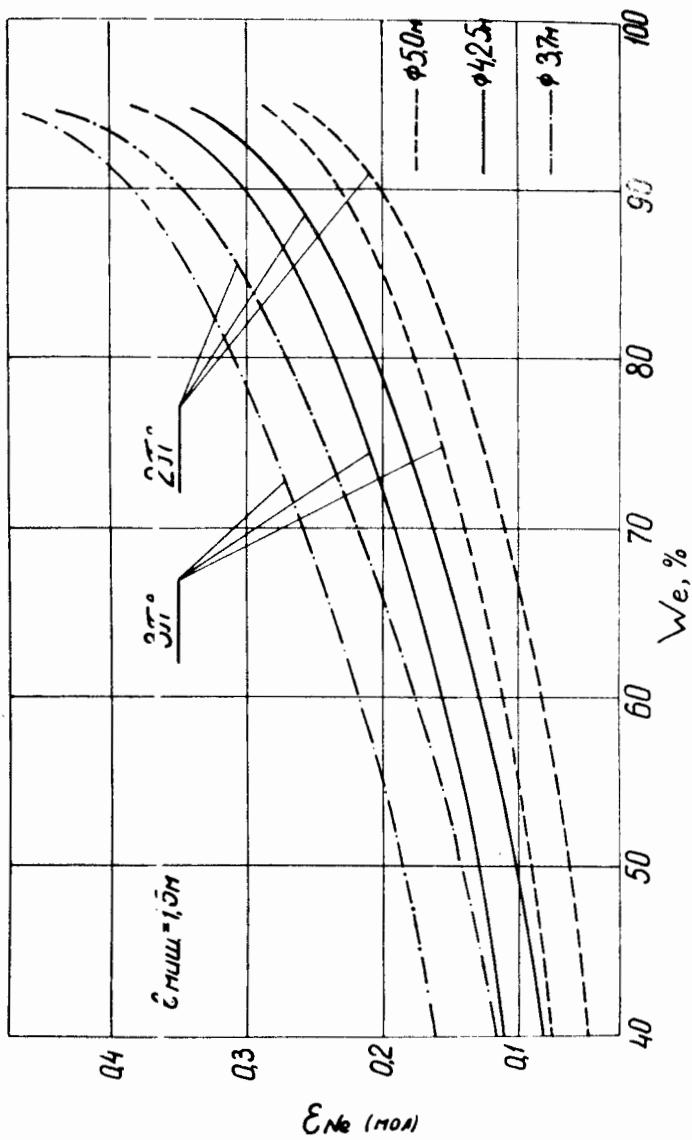


Рис.56. То же, что и рис.5а. Длина мшени 1,5 м.

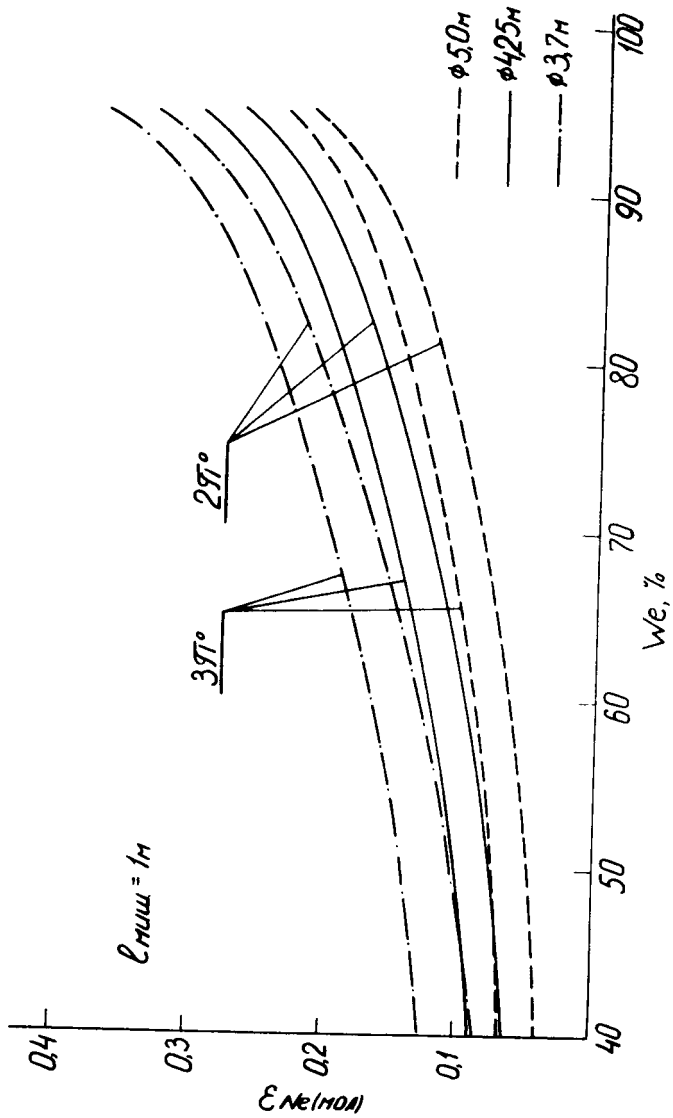


Рис.5в. То же, что и рис.5а. Длина мишени 1 м.

Эффективность определения энергии 3  $\Pi^0$ -мезонов равна 74 ; 56 и 40% при длине мишени 1,5 м и 82 ; 70 и 55% — при длине мишени 1,0 м.

Таким образом, в 5-метровой камере даже при концентрации неона, равной 1%, можно с большой эффективностью определить энергию 3  $\Pi^0$ -мезонов. Фиксируя размеры мишени, мы допускаем некий произвол. Можно провести более строгий расчет и определить оптимальное соотношение размеров областей мишени и конверсии  $\gamma$ -квантов для разных составных камер по аналогии с тем, как это делалось в §1.

Определим, как и ранее, долю событий, образованных в области мишени, для которых хотя бы один из  $\gamma$ -квантов от распада каждого  $\Pi^0$ -мезона конвертировался в области смеси до пластинки. В случае распада 2 и 3  $\Pi^0$ -мезонов, соответственно, имеем:

$$N_4 = \frac{1 - e_{\text{не}} - 0,5}{e_{\text{н}}(\text{сoud.})} (2q - q^2)^2 \quad (13)$$

$$N_6 = \frac{1 - e_{\text{не}} - 0,5}{e_{\text{н}}(\text{сoud.})} (2q - q^2)^3 \quad (14)$$

Найдя экстремум  $N_4$  и  $N_6$ , вычислим оптимальные значения  $e_{\text{не}} \text{ опт.}$  — длины области конверсии  $\gamma$ -квантов, а, следовательно,  $e_{\text{н}}$  — длину мишени. Результаты расчета  $e_{\text{не}} \text{ опт.}$ , соответствующие им вероятности регистрации и "достоинство камеры" при различных концентрациях неона в трех различных камерах приведены на рис. 6а и 6б.

Сравним эффективности определения энергии ( $W/E$ )  $3 \text{ P}^0$ -мезонов в составных камерах с пластинкой и без пластинки при одинаковой концентрации неона в смеси. Пусть  $\epsilon_{\text{не}} (\text{мл.}) = 40\%$ . Тогда  $W/E = 86 ; 82$  и  $78\%$  соответственно для камер с размерами  $5 ; 4,25$  и  $3,7$  м. Соответствующие значения  $W/E$  для составной камеры без пластинки равнялись  $73 ; 66$  и  $59\%$ . Оптимальные длины мишени в рассматриваемом случае равны  $3 ; 2,4$  и  $2,0$  м. Требованию  $80\%$  эффективности определения энергии в камерах с размерами  $5 ; 4,25$  и  $3,7$  м отвечают следующие концентрации неона:  $30 ; 37$  и  $42\%$ , а соответствующие длины мишени равны  $2,8 ; 2,3$  и  $2$  м.

С увеличением концентрации неона в смеси оптимальный размер области конверсии  $\gamma$ -квантов становится менее чувствительным к размеру камеры. Например, при  $\epsilon_{\text{не(ной)}} 40\%$  различие размеров областей конверсии  $5$ -и  $3,7$ -метровых камер не превышает  $23$  см.

Рассчитаем толщину пластинки, необходимой для определения направлений всех  $\gamma$ -квантов распада  $3 \text{ P}^0$ -мезонов с эффективностью, равной эффективности определения энергии  $W/E$ , в предположении, что концентрация неона в смеси равна  $40\%$  и зазор между пластинкой и задней стенкой камеры равен  $0,5$  м. Тогда из рис.2 и рис.4 следует, что толщина пластинки должна равняться  $3,15 ; 2,99$  и  $2,85$  радиационных длин в  $5$ - ,  $4,25$ - и  $3,7$ -метровых камерах, соответственно. Поэтому, если использовать свинцовую пластинку, то ее толщина должна быть равной соответственно  $1,63 ; 1,73$  и  $1,64$  см.

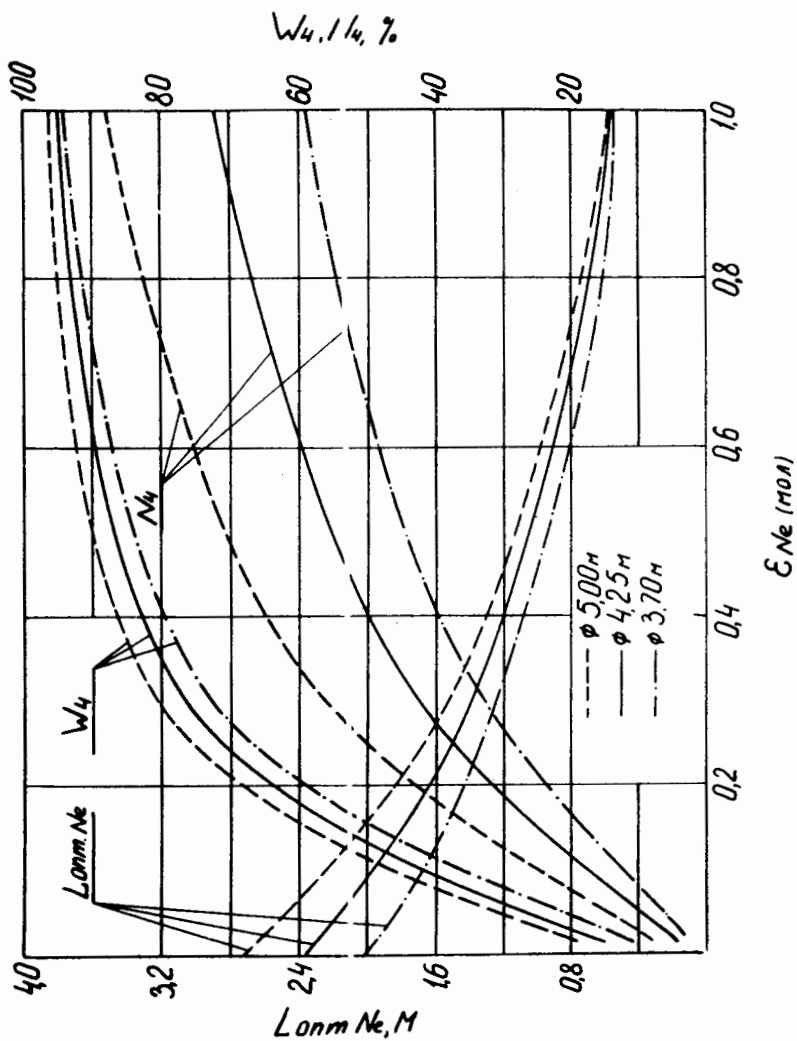


Рис. 6а. Зависимость оптимальной длины области конверсии  $\gamma$ -квантов, эффективности определения энергии и "достоинства камеры" от молярной концентрации неона в составных камерах с металлической пластинкой и диаметрами 5 ; 4,25 и 3,7 м. Число  $P^0$ -мезонов равно 2.

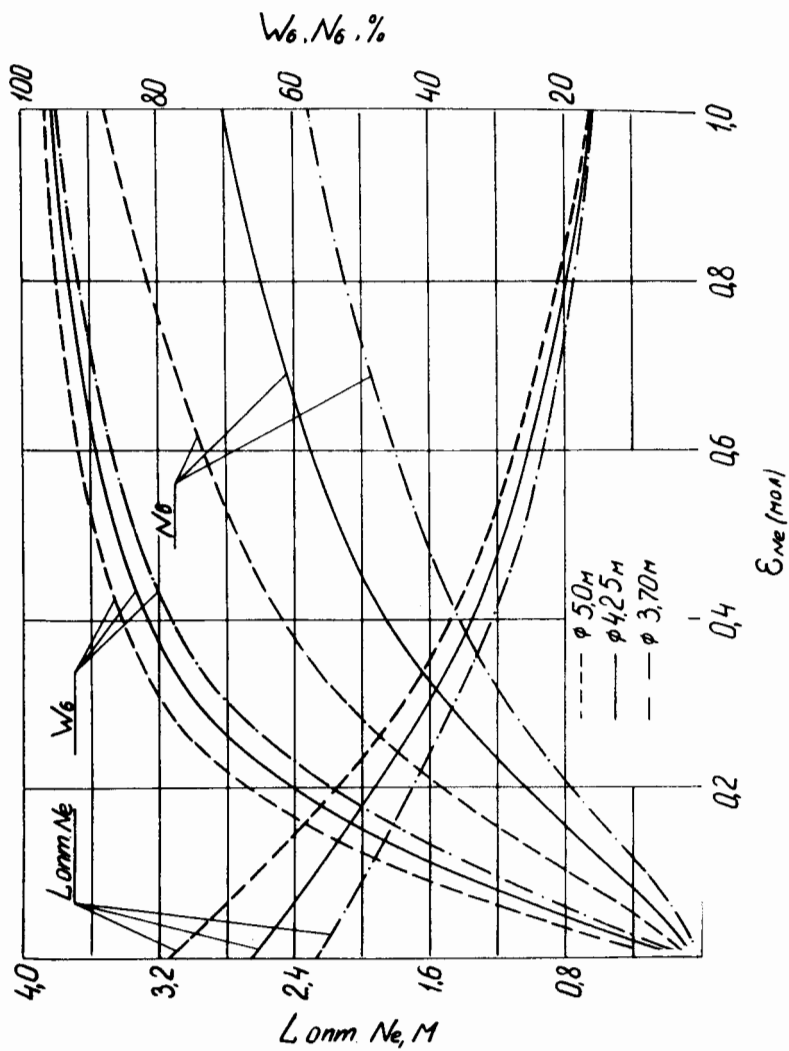


Рис.66. То же, что рис.ба. Число  $\Pi^0$ -мезонов равно 3.

для вольфрамовой пластинки соответствующие значения были бы равны 1,15 ; 1,08 и 1,02 см.

Таким образом, использование составной камеры с металлической пластинкой дает возможность при малых концентрациях неона получить довольно высокую эффективность регистрации  $\Pi^0$ -мезонов. При изменении диаметра камеры от 3,7 до 5 м эффективность определения энергии 3  $\Pi^0$ -мезонов изменяется от 78 до 86% при постоянной концентрации неона в смеси, равной 40%.

Увеличивается не только эффективность регистрации  $\Pi^0$ -мезонов, но и растет доля событий, рожденных в области мишени, т.е. в целом повышается "достоинство камеры" (примерно в два раза, см. рис. 3б и 6б). В этих условиях импульсы  $\Pi^0$ -мезонов, меньшие 20 Гэв/с, определяются с относительной ошибкой, не превышающей 24%. В таблице № I приводятся оптимальные размеры областей мишени  $l_n$  и конверсии  $l_{ne}$ , а также значения эффективности определения энергии 3  $\Pi^0$ -мезонов  $W_6$  и "достоинства камеры"  $N_6$  для рассматриваемых трех составных камер обоих вариантов: с пластинкой и без пластинки. Предполагается, что молярная концентрация неона в смеси равна 40%.

Таблица № I.

$\Phi, м$	без пластинки				с пластинкой			
	$l_n, м$	$l_{ne}, м$	$W_6, \%$	$N_6, \%$	$l_n, м$	$l_{ne}, м$	$W_6, \%$	$N_6, \%$
5,0	2,00	2,50	73	34	3,02	1,40	86	61
4,25	1,50	2,25	66	23	2,41	1,34	82	46
3,70	1,15	2,05	59	16	1,96	1,24	78	36



### §3, Ошибки определения импульса $\Pi^0$ -мезона

Триллинг /3/ вывел формулу для определения ошибки импульса  $\Pi^0$ -мезона, учитывая вклад неточностей измерения энергии электронно-позитронной пары и считая, что направления  $\gamma$ -квантов определены с достаточно большой точностью:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\pi^0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta E_1}{E_1} \left( \frac{E_1 - E_2}{P_{\pi^0}} + \frac{\Delta E_1}{E_1} \right), \quad (15)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  - энергии  $\gamma$ -квантов.

Так как энергия  $\gamma$ -кванта определяется через импульсы пары, то

$$\frac{\Delta E_1}{E_1} = \left[ \left(\frac{\Delta e^+}{e^+}\right)^2 + \left(\frac{\Delta e^-}{e^-}\right)^2 \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где  $e^+$  и  $e^-$  - импульсы позитрона и электрона.

Далее, если сделать следующие два предложения:

1)  $\frac{E_1 - E_2}{P_{\pi^0}} = 0,5$  (это соответствует среднему статистическому распределению энергий  $\gamma$ -квантов),

2) энергии электрона и позитрона распада  $\gamma$ -квантов с большей энергией равны друг другу,

то импульс электрона пары  $\gamma$ -кванта с большей энергией будет равен

$$e = 0,375 P_{\pi^0}. \quad (17)$$

Тогда формула определения ошибки  $\Pi^0$ -мезона примет следующий вид:

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\pi^0} = \frac{\Delta e}{e} \left( 0,5 + \sqrt{2} \frac{\Delta e}{e} \right). \quad (18)$$

Вклад в ошибку измерения импульса электрона вносят радиационные потери, измерение кривизны трека в магнитном поле и многократное рассеяние. Можно показать, что при импульсах электрона больше 0,6 Гэв/с в условиях работы больших пузырьковых камер вкладом многократного рассеяния можно пренебречь по сравнению с вкладом измерения кривизны в магнитном поле.

Фишер /4/ приводит следующие приближенные формулы для расчета ошибок импульса электрона

$$\frac{\Delta e}{e} = \left[ \left( \frac{\Delta e}{e} \right)_{\text{изм.}}^2 + \left( \frac{\Delta e}{e} \right)_{\text{рад.}}^2 \right]^{1/2}, \quad (19)$$

где  $\left( \frac{\Delta e}{e} \right)_{\text{изм.}} = \frac{4,9 \cdot 10^{-3} p \mathcal{E}}{H \ell^2}, \quad (20)$

$$\left( \frac{\Delta e}{e} \right)_{\text{рад.}} = 1,3 \cdot 10^{-2} \ell \frac{\chi_0(\frac{1}{2})}{\chi_0}, \quad (21)$$

$p$  - импульс электрона;

$\mathcal{E}$  - среднеквадратичная ошибка определения координат точек в пространстве камеры;

$H$  - напряженность магнитного поля;

$\ell$  - длина трека электрона, на котором проводится измерение;

$\chi_0(\frac{1}{2})$  - радиационная длина водорода;

$\chi_0$  - радиационная длина рабочей жидкости.

Из этих формул нетрудно видеть, что существует некоторая оптимальная длина измерения треков, при которой ошибка импульса электрона будет минимальной:

$$\ell_{\text{опт.}} = 2,409 \left( \frac{p \mathcal{E} \sqrt{\chi_0}}{H} \right)^{2/5} \quad (22)$$

$$\left( \frac{\Delta e}{e} \right)_{\text{мин.}} = 0,7 \left( \frac{p \mathcal{E}}{H \chi_0} \right)^{1/5}. \quad (23)$$

Исходя из приведенных формул, мы рассчитали оптимальные длины измерения треков электрона и ошибки определения импульсов электронов и  $\Pi^0$ -мезонов в неон-водородной смеси, т.е. в области конверсии  $\chi$  - квантов.

В расчетах мы полагали, что  $\mathcal{E} = 200$  мк,  $\Pi = 30$  кгс. При изменении концентрации неона от нуля до 100% оптимальная длина измерения треков электронов с импульсом 20 Гэв/с меняется от 52 до 32 см, а соответствующие значения ошибок импульсов — от 12 до 52%. Однако появление электронов с такими большими импульсами, по-видимому, будет редким событием, и используемые концентрации неона в смеси будут значительно меньше 100%. Поэтому мы ограничимся рассмотрением электронов с импульсами меньше 10 Гэв/с, чему соответствует  $\Pi^0$ -мезон с импульсом около 27 Гэв/с. На рис. 7 приведена зависимость относительной ошибки импульса  $\Pi^0$ -мезонов от молярной концентрации неона в смеси при различных импульсах  $\Pi^0$ -мезона. В чистом неоне  $\Pi^0$ -мезон с импульсом больше 25 Гэв/с определяется с ошибкой, превышающей 50%, а если его импульс равен 10 Гэв/с, то ошибка будет примерно 39%.

В §2 было показано, что в составных камерах с металлической пластинкой при молярных концентрациях неона  $\sim 40\%$  можно получить достаточно высокие эффективности определения энергий и направлений даже 3  $\Pi^0$ -мезонов. Из рис. 7 следует, что при такой концентрации неона  $\Pi^0$ -мезон с импульсом, меньшим 25 Гэв/с, определяется с относительной ошибкой, не превышающей 25%.

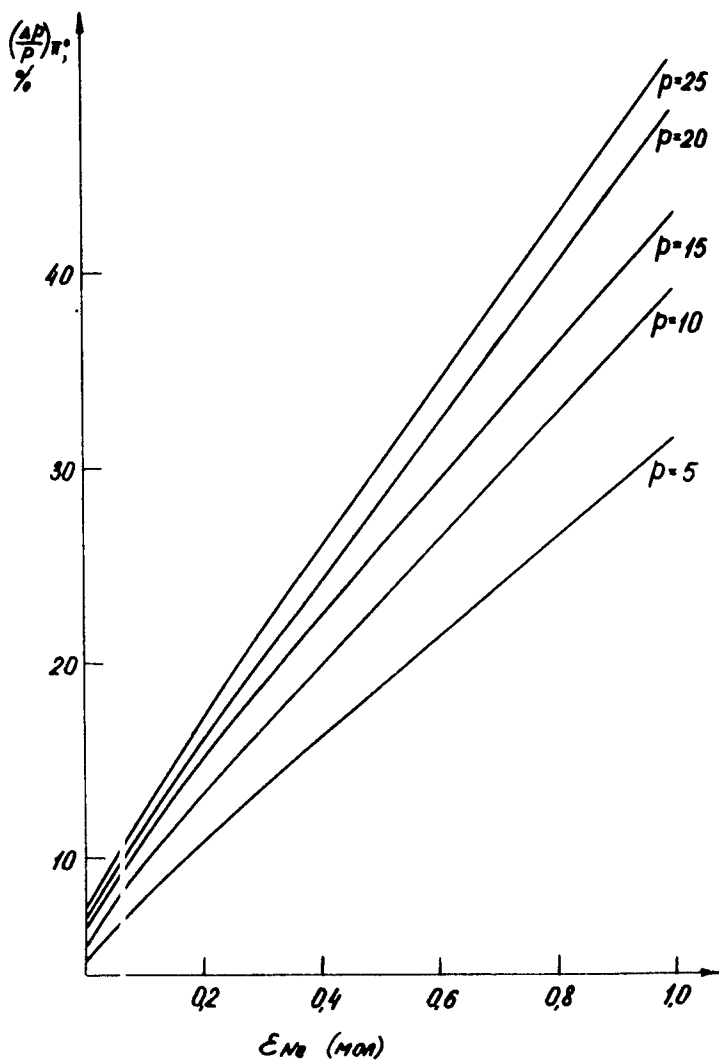


Рис. 7. Зависимость относительной ошибки импульса  $\pi^0$ -мезона от молярной концентрации неона в смеси при различных значениях импульса  $\pi^0$ -мезонов ( в Гэв/с).

$\Pi^0$ -мезоны с импульсом 15 Гэв/с определяются с ошибкой, равной приблизительно 22%.

### Заключение

Многометровая составная неон-водородная пузырьковая камера является детектором, регистрирующим с высокой эффективностью события с участием до нескольких  $\Pi^0$ -мезонов. Проведенное сравнение экспериментальных возможностей двух вариантов такой камеры - с металлической пластинкой в области конверсий  $\chi$ -квантов и без пластины - оказывается в пользу первого варианта. При одинаковых требованиях, предъявляемых к вероятности регистрации нескольких  $\Pi^0$ -мезонов, введение пластины приводит к следующим замечательным свойствам:

1. Увеличивается оптимальная длина области мишени, что очень важно как для изучения взаимодействий пучковых частиц с протонами мишени, так и для исследования вторичных взаимодействий (например, гиперон-нуклонных) и обнаружения нейтрона по протону отдачи.

2. Снижается концентрация неона в смеси, что приводит к уменьшению ошибок в определении импульсов  $\Pi^0$ -мезонов.

3. Облегчаются условия совмещения термодинамических условий работ областей мишени и конверсии.

Сравнение составных камер разных диаметров показывает, что с точки зрения как идентификации  $\Pi^0$ -мезонов с высокой вероятностью и небольшими ошибками в импульсе, так и увеличения

числа первичных и вторичных взаимодействий частиц с протонами  
выявлены предпочтительными являются камеры с большими размерами.

Автор приносит благодарность Г.И.Селиванову за критические замечания и Л.С. Вертоградову за полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

1. F.Turkot, Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons. v 1, p.316., CERN, Geneva, 1968.
2. A.Prodell. Rev. Sci Instr., v.36, N8 (1965) 1174.
3. Annual Report B.N.L. , page 15, 1967.
4. R.Florent , a.o. Nucl. Instr. & Meth., 56(1967), 160.
5. H.Leutz, a.o. (private communications) 1968.
6. Г.М.Александров и др. Препринт I3-3322, Дубна, 1967
7. 14-foot Cryogenic Bubble Chamber Project, BNL - 10700(1966).
8. Report on the Design Study of a Large Hydrogen Bubble Chamber for the CERN PS, TC/BEBC - 66-73; ( 1966).
9. A.H.Rosenfeld, a.o. UCRL-8030 (1968).
10. W.Galbraith and W.S. Williams. High Energy and Nuclear Data Handbook. 1963.
11. V.P.Kenney a.o. ANL-EBC-92. (1967)
12. H.Leutz and G.Rau, CERN/TC/BEBC.-65-3. (1965)'
13. G.Trilling, SLAC-5. (1962.)
14. C.M.Fisher. НЕР, MISC/4 (1968)

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 августа 1969 года.