

116/1-71

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

344 1a

Г-61

P13 - 5404



Л.Б. Голованов, В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев,
А.П. Цвинев

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИОННАЯ
КАМЕРА С НАПОЛНЕНИЕМ
ЖИДКИМ И ТВЕРДЫМ АРГОНОМ

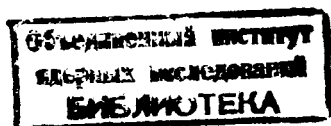
1970

P13 - 5404

Л.Б. Голованов, В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев,

А.П. Цвинев

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИОННАЯ
КАМЕРА С НАПОЛНЕНИЕМ
ЖИДКИМ И ТВЕРДЫМ АРГОНОМ**



В 1948 г. Хатчинсон /1/ впервые обнаружил, что в жидком и твердом аргоне электроны ионизации остаются свободными и их можно собирать примерно с той же скоростью, что и в газе. Счетчики на основе жидкого аргона уже применялись для спектрометрических измерений короткопробежных частиц. Достижения в технике и электронике позволяют поставить вопрос о применении конденсированных благородных газов для детектирования частиц высоких энергий /2/.

Для изучения ионизационных процессов в жидком и твердом Ar была изготовлена плоскопараллельная ионизационная камера (рис. 1). Основными элементами ионизационной камеры являются высоковольтный электрод (12) диаметром 120 мм, собирающий электрод-коллектор (8) диаметром 30 мм и охранный электрод (9). Электроды размещены в герметическом цилиндрическом сосуде (3), имеющем съемную крышку (2), которая уплотняется с помощью лавсановой прокладки (10). Изоляторы (13,4) выполнены из органического стекла. Для фиксации зазора нижний изолятор поджимается тремя пружинами (5). Заполнение камеры аргоном происходит через трубку (1). Охранное кольцо и корпус камеры соединены между собой шинкой (11) и заземлены. Вывод сигнала из камеры осуществляется через вакуумный металло-стеклянный электроввод (7). Межелектродное расстояние можно изменять в пределах от 1,5 до 11 мм.

Таким образом, рабочим объемом камеры является цилиндр диаметром 30 мм и высотой от 1,5 до 11 мм.

Камера помещалась в криостат с жидким азотом. Давление в криостате при конденсации и работе с жидким Ar составляло $\approx 2,2$ атм. Получение твердого Ar проводилось путем постепенного понижения давления в криостате до 1 атм при одновременном пополнении камеры аргоном.

В экспериментах использовался "аргон особой чистоты", который дополнительно очищался от электроотрицательных примесей. Для очистки применялась медная и кальциевая стружка, нагретая до 400-500°. В опытах без дополнительной очистки импульсы электронной проводимости не наблюдались, так как, вероятно, электроотрицательные примеси поглощали электроны ионизации.

Камера испытывалась в пучке π^- -мезонов синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Для измерений использовалась спектрометрическая аппаратура, состоящая из зарядочувствительного предусилителя, линейного импульсного усилителя, экспандера и амплитудного анализатора /3/.

Анализатор запускался от схемы совпадений, на вход которой поступали сигналы от телескопа из сцинтилляционных счетчиков. Телескоп выделял в рабочем объеме камеры участки шириной 10 мм, длиной 30 мм и высотой 2 мм в плоскостях, параллельных коллектору, и на любом от него расстоянии. Таким образом, анализировались только те импульсы ионизации, которые были вызваны π^- -мезонами, имевшими одинаковый пробег в рабочем объеме и прошедшими на одном расстоянии от коллектора.

По спектрам амплитуд импульсов определялись наиболее вероятные значения ионизационных потерь $\epsilon_{\text{вер}}$ π^- -мезонами.

На рис. 2 показана зависимость $\epsilon_{\text{вер}}$ от места прохождения частиц относительно коллектора при межэлектродном расстоянии $D = 10$ мм и напряженности поля $E = 19$ кв/см (в случае жидкого Ar). Видно, что величина $\epsilon_{\text{вер}}$, а значит и собираемый заряд, линейно зависит от расстояния между траекторией частицы и коллектором, то есть имеет место геометрический эффект, как и в газовых электронных камерах, где формирование сигнала определяется движением только электронов /4/. В случае твердого Ar наблюдается точно такая же линейная зависимость (рис. 3).

Зависимость $\epsilon_{\text{вер}}$ от напряженности поля для твердого Ar представлена на рис. 4. Зазор между электродами составлял $D = 7,5$ мм, телескоп счетчиков выделял π^- -мезоны в плоскости на расстоянии $\bar{d} = 5,5$ мм от коллектора. Видно, что $\epsilon_{\text{вер}}$ растет с увеличением поля и при $E = 18$ кв/см наблюдается выход на плато.

Интересно сравнить полученные экспериментально значения $\epsilon_{\text{вер}}$ с расчетными. Для твердого Ar расчет по формуле Ландау-Симона /5/ дает величину наиболее вероятных ионизационных потерь π^- -мезонами с $P_s = 4,3$ Гэв в слое $4,89$ г/см²: $\epsilon_{\text{вер}}$ (расчет) = 7,15 Мэв. Средний потенциал ионизации Ar был вычислен по эмпирической формуле /6/:

$$I = Z (9.76 + 58.8 Z^{-1.19}) \text{ эв.}$$

Получено значение $I_{\text{Ar}} = 209,6$ эв. Поправка на эффект плотности была рассчитана по формуле Стернхеймера /7/ для средних энергий и оказалась равной:

$$\Delta(\beta) \approx 0,98 \text{ Мэв.}$$

Таким образом, с учетом эффекта плотности имеем: $\epsilon_{\text{вер}}$ (расчет) = 6,17 Мэв. Экспериментально получено (две последние точки на плато):

$$\epsilon_{\text{вер}} (\text{эксп}) = 4,3 \pm 0,3 \text{ Мэв.}$$

Если учесть, что телескоп счетчиков выделял частицы, которые проходили на расстоянии $\bar{d} = 5,5$ мм от коллектора (т.е. внести поправку на геометрический эффект), то оказывается, что фактически была измерена величина

$$\epsilon_{\text{вер}} (\text{эксп}) \approx 5,9 \text{ Мэв.}$$

Это согласуется в пределах экспериментальных ошибок с расчетным значением. Отсюда можно заключить, что в твердом Ar был получен 100%-ный сбор электронов ионизации.

В случае жидкого Ar плато по напряжению достигнуто не было (рис. 5), так как, очевидно, для этого необходимы большие поля. Наибольшее значение $\epsilon_{\text{вер}} = 4,3$ Мэв (с учетом геометрического эффекта) было получено при напряженности поля 19 кв/см, это соответствует $\approx 80\%$ -ному сбору электронов.

Спектры ионизационных потерь имеют характерную форму кривой Ландау. Один из таких спектров показан на рис. 6.

Были проведены также измерения с α -источником ^{244}Cm , который был нанесен на высоковольтный электрод над коллектором и поворотом высоковольтного электрода мог выводиться из рабочего объема камеры. Колонковая рекомбинация на плотном следе α -частицы не позволяла получить полного сбора электронов^{/8/}. Амплитуда импульсов ионизации в жидком Ar достигала только $\approx 20\%$ величины, соответствующей полной энергии α -частиц (5,8 Мэв) при напряженности поля $E = 70$ кв/см. В твердом Ar при $E = 50$ кв/см был получен $\approx 26\%$ -ный сбор электронов ионизации, при этом наблюдалась быстрая поляризация (это явление отмечалось также в работе^{/1/}). В отсутствие α -источника импульсов электронной проводимости не было.

Известно, что Хатчинсон^{/1/} наблюдал электронное умножение в твердом Ar порядка 10. Были попытки объяснить этот эффект уменьшением средней энергии на образование пары ионов до 2-3 эв. Нами никакого электронного умножения в твердом Ar замечено не было.

Его и трудно ожидать, так как Ar в твердом состоянии - это молекулярный кристалл, образование которого обеспечивают слабые силы Ван-дер-Ваальса^{/9/}. Физические свойства кристаллов с чисто ван-дер-ваальсовыми силами известны: они изоляторы. Причем перекрывание электронных состояний столь мало, что энергетический интервал между уровнями валентной зоны и зоны проводимости - того же порядка, что и расстояния между соответствующими атомными уровнями. Действительно, измерения по оптическому поглощению показывают, что ширина запрещенной зоны около 13 эв при ширине зоны проводимости около 4 эв^{/10/}.

Авторы благодарны Ю.Т. Борзунову, И.А. Голутвину, А.Г. Зельдовичу, В.П. Пугачевичу, В.А. Свиридову, В.С. Ставинскому за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. G. Hutchinson. *Nature*, 162, 610 (1948).
2. Luis W. Alvarez. *The use of Liquid Noble Gases in Particle Detectors...*
L.R.L. Group A, Physics Note, 672, Nov. 26, 1968.
3. В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев. *Сообщение ОИЯИ*, P13-5402, Дубна, 1970.
4. А.Б. Джиллеспи. *Сигнал, шум и разрешающая способность усилителей*. Атомиздат, 1964.
5. Б. Росси. *Частицы больших энергий*. М., ГИТТЛ, 1955.
6. R.M. Sternheimer. *Phys.Rev.*, 145, 247 (1966).
7. R.M. Sternheimer. *Phys.Rev.*, 103, 511 (1956).
8. N. Davidson, A.E. Larsh. *Phys.Rev.*, 77, 706 (1950).
9. Ч. Уэрт, Т. Томсон. *Физика твердого тела*. М., Мир, 1969.
10. G. Baldini. *Phys.Rev.*, 128, 1562 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 октября 1970 года.

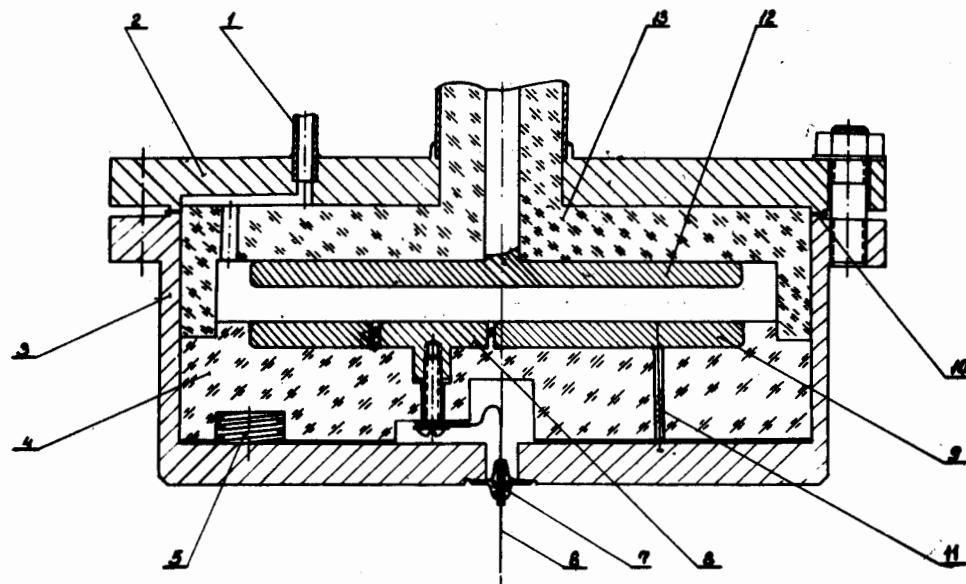


Рис. 1. Ионизационная камера с наполнением жидким и твердым Ar.

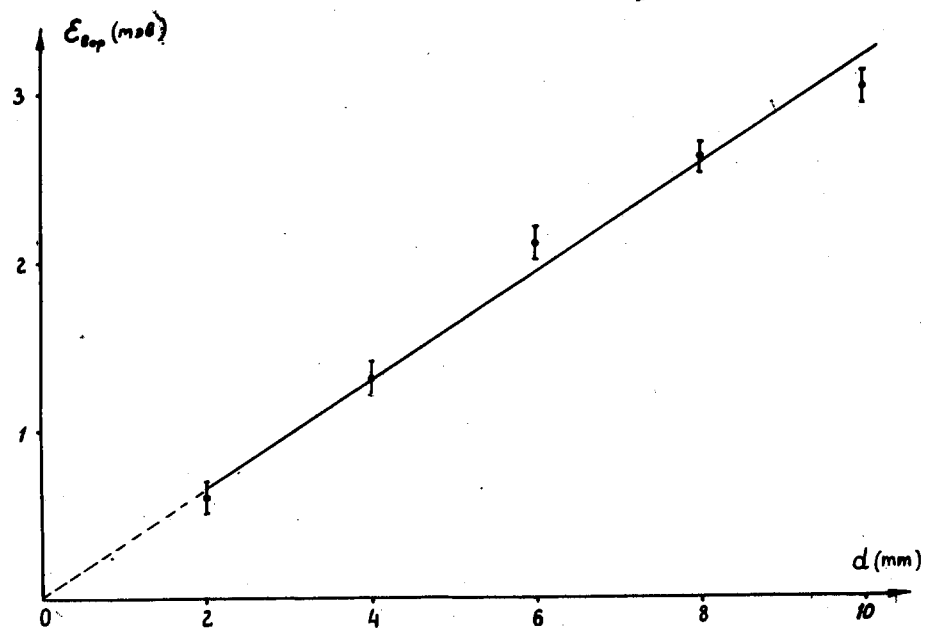


Рис. 2. Жидкий аргон. Зависимость $\epsilon_{\text{вер}}$ от места прохождения частиц относительно коллектора.

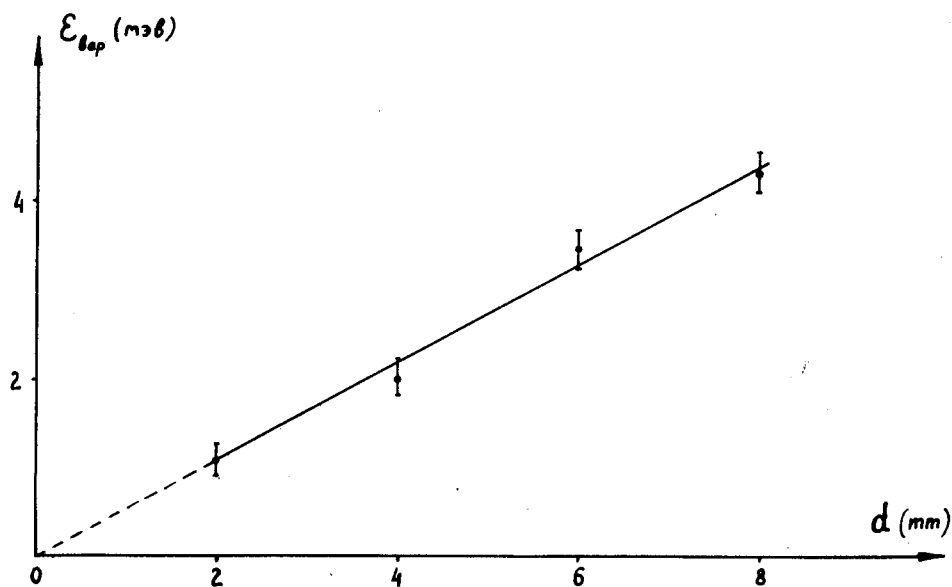


Рис. 3. Твердый аргон. Зависимость $\epsilon_{\text{вер}}$ от места прохождения частиц относительно коллектора.

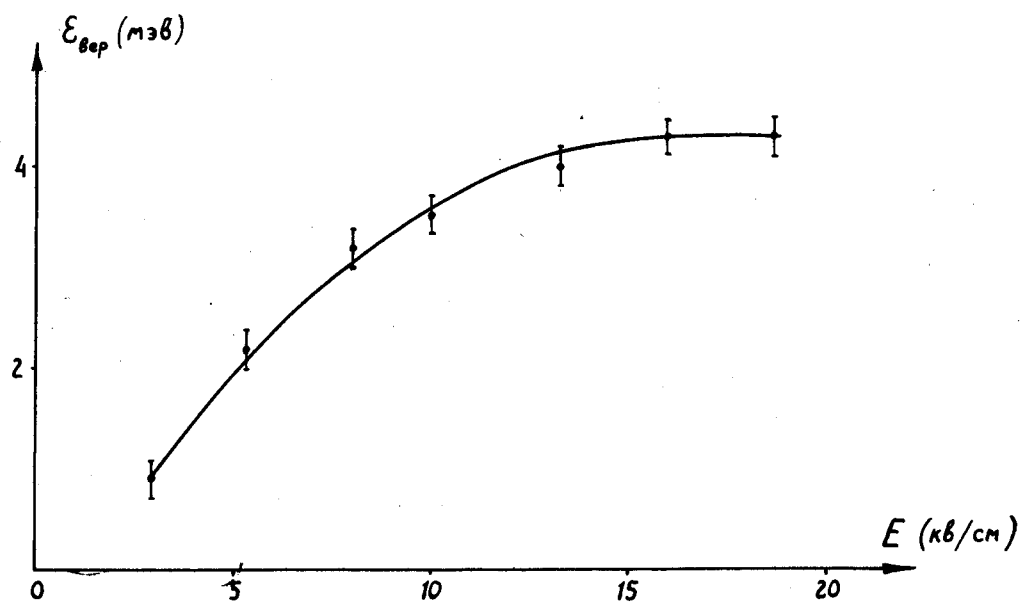


Рис. 4. Твердый аргон. Зависимость $\epsilon_{\text{вер}}$ от напряженности поля.

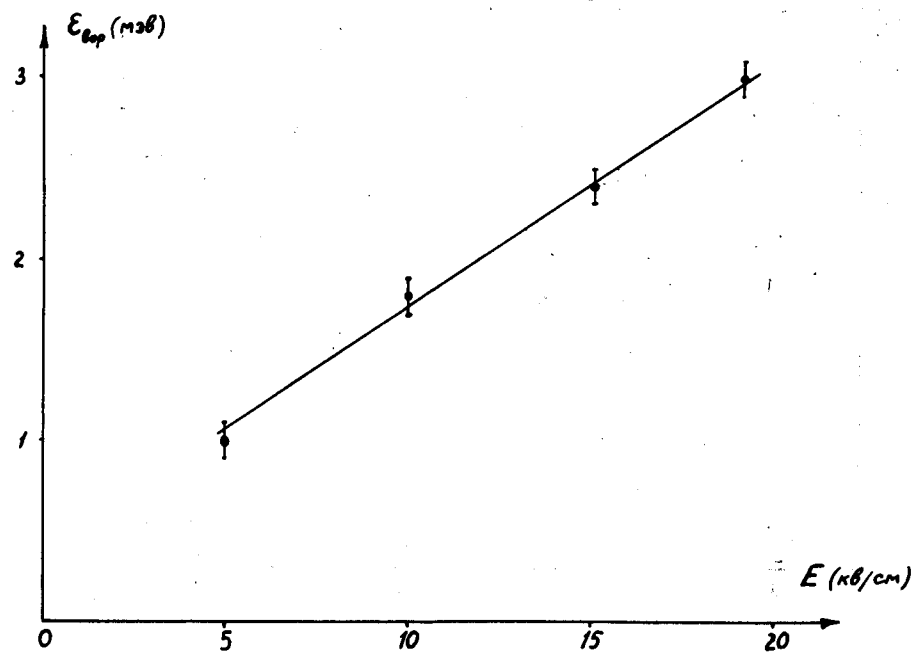


Рис. 5. Жидкий аргон. Зависимость $\epsilon_{\text{вер}}$ от напряженности поля.

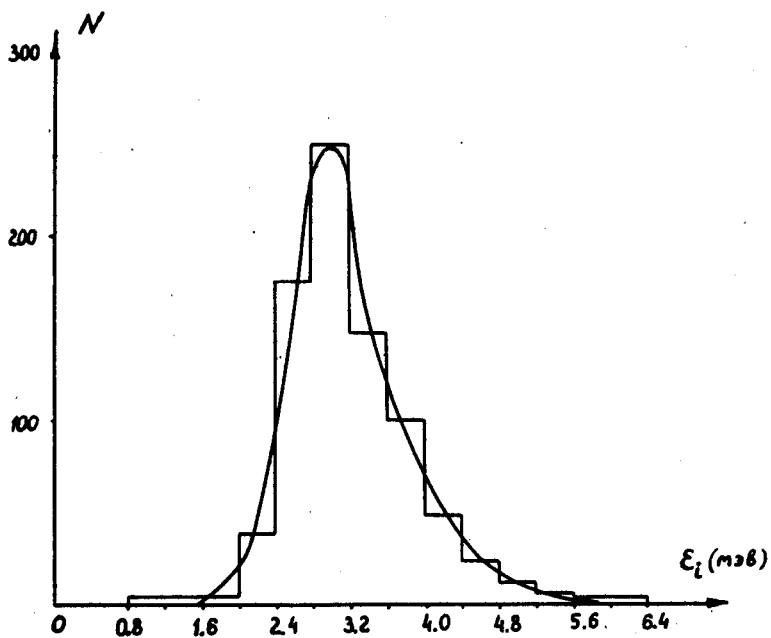


Рис. 6. Жидкий аргон. Амплитудный спектр ионизационных потерь π^- -мезонами. Относительная процентная ширина на полувысоте $\approx 35\%$.