

Голутвин, И. А. и др.

Б 1-7-8830

С 344. 1 п

Г-626



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2533/75

Б 1-7-8830

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1975

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

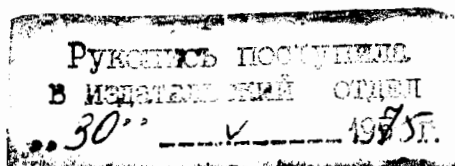
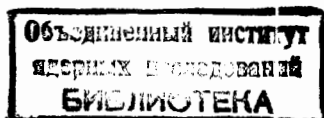
Б1-7-8930

И.А.Голутвин, А.В.Зарубин, Ю.Т.Кирюшин, В.А.Свиридов,
В.С.Хабаров

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ КАНАЛ МОДЕЛИ ДЕТЕКТОРА ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Коллективный метод ускорения тяжелых ионов, развиваемый в ОИЯИ, позволяет, благодаря временной структуре пучка, определять массу ускоренных ядер измерением его энергии и скорости.

В работе представлены результаты стендовых исследований энергетического разрешения макета прибора для диагностики спектра масс ускоренных ядер.



ВВЕДЕНИЕ

Для диагностики пучков коллективного ускорителя, создаваемого в ОНМУ ОИЯИ /1/, необходим детектор для измерения спектра масс ускоренных ядер. При достижении точности измерения массы тяжелых ядер менее 3-5 нуклонов такой прибор может стать основой эксперимента по поиску элементов "острова стабильности" в районе $Z = 114$.

Принцип работы детектора спектра масс основан на особенностях строящегося ускорителя тяжелых ионов (УТИ):

- короткий сброс пучка на мишень (менее 1 нсек) обеспечит стартовый импульс для временных измерений, измерение времени пролета заданной базы позволит определить скорость ядра.

- большая энергия вторичных ядер (более 1 ГэВ) и их малая скорость (β порядка 0,1) позволят осуществить вывод вторичного пучка к детектору без существенных энергетических потерь, применить временную сепарацию выходного канала и непосредственно измерить энергию.

Одновременное измерение энергии и скорости однозначно определяет массу ядра

$$M = \frac{2E}{v^2}, \quad \beta \ll 1$$

с точностью

$$\frac{\Delta M}{M} = \left[\left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta v}{v} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Сцинтилляционная техника обеспечивает точность измерения скорости не хуже 0,1% (при $\beta \sim 0,1, L = 50\text{м}, \Delta \tau \sim 2\text{нсек}$), таким образом при достижении точности измерения энергии порядка 0,2%, представляется возможным идентифицировать массу ядра с точностью до 1 нуклона в широкой массовой области (до $A = 300$ а.е.м.).

Энергию ядра целесообразно измерять по полным ионизационным потерям в поглотителе. Применение в качестве поглотителя газа при низком давлении, обладающего малой плотностью ионизации, обеспечивает линейную зависимость регистрируемого сигнала от энергии и статистическую ошибку измерения порядка 0,1% при $E > 15$ Мэв.

Используя эффект сцинтилляции газов можно иметь "стоповый" импульс для определения скорости ядра без увеличения количества вещества по треку.

В настоящей работе рассмотрены результаты исследований модели большой импульсной ионизационной камеры низкого давления, на основании которых проведены оценки реального детектора.

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА.

I.1 Метод измерения.

Блок схема установки представлена на рис. I.

Ионный пучок имитируется образцовыми спектрометрическими альфа-источниками И. Сменные механические коллиматоры К позволяют менять параметры пучка. Из вакуумного канала коллиматора альфа-частица попадает через тонкое входное окно О в рабочий объем газовой ионизационной камеры полного поглощения ИИК.

Здесь она теряет кинетическую энергию на:

- упругое ядерное рассеяние (менее 0,2% /2/),
- сцинтилляции газа /3/ (для аргона -0,31% /4/, для смеси аргона + 0,15% CO_2 - 0,046% /5/),
- возбуждение атомов газа (для аргона до 28,36% /6/, для смеси аргона + 0,8% C_2H_2 - практически отсутствует),
- собственно ионизацию.

Полная энергия E линейно связана с числом образованных пар ионов

$N = E/w$. Энергия образования пары w определяется сортом газа и не зависит от природы частицы /7/.

Таблица I.

Газ	He	Ne	N ₂	Ar	Kr	Xe	Ar+0.8% C ₂ H ₂	Ar+1% CH ₄
w эв	42.8	36.2	37.1	26.2	24.3	21.9	20.37	26.0

Принцип работы камеры хорошо известен и подробно изложен в работе /8/. Камера состоит из трех электродов: высоковольтного (в.в.), коллектора и сетки.

Потенциалы на в.в. электроде и сетке выбраны из условий:

- предотвращения рекомбинации пар ионов,
- обеспечения прохождения электронов сквозь сетку /8/:

$$\frac{E_L}{E_{L_1}} \gg \frac{1 + \pi d/s}{1 - \pi d/s} \quad (1)$$

где E_L, E_{L_1} - напряженности между сеткой и коллектором, сеткой и в.в. электродом, d, s - диаметр и шаг намотки сетки соответственно.

Электроны под действием электрического поля дрейфуют к коллектору, а положительные ионы, имея скорость дрейфа в 10^3 раза меньше /4/, практически остаются на месте. Заряд наводимый на коллекторе, определяется электронной компонентой, т.к. сетка служит электростатическим экраном для пространственного заряда положительных ионов.

Неэффективность экранирования определяется из выражения /8/

$$\gamma = \frac{s}{2\pi L} \ln \frac{s}{\pi d} \quad (2)$$

где L - расстояние между коллектором и сеткой.

Амплитуда сигнала ионизационной камеры составляет

$$U = -Nq/C_{экв} = -Eq/wC_{экв}$$

где $C_{экв}$ - емкость коллектора относительно земли, q - заряд электрона. Сигнал коллектора подается на зарядовочувствительный предусилитель ЗПУ, назначение которого - усиление сигнала, пропорционального заря-

ду, наведенному на коллекторе, до амплитуды, достаточной для передачи по длинному кабелю без ухудшения отношения "сигнал-шум".

Далее сигнал поступает на вход линейного спектрометрического усилителя ЛУ, где одновременно с усилением производится его формирование. Затем он проходит через дискриминатор Д и поступает в анализатор АТА-5И2В для амплитудного анализа.

Амплитудная калибровка усилительного тракта проводится через дозирующую емкость СД предусилителя от генератора точной амплитуды РВ-2. Измерение амплитуды осуществляется цифровым вольтметром TR - 6515.

Результаты анализа выводятся на цифропечать ЦП. Наблюдение сигнала осуществляется с помощью осциллографа OSA - 601.

Питание на электроды камеры подаются от высоковольтного источника ВС - 22 через развязывающие фильтры и делитель ДФ.

1.2 Конструкция ионизационной камеры.

Схема ионизационной камеры показана на рис.2.

Высоковольтный электрод 1 и коллектор 3 изготовлены из листовой нержавеющей стали 300 x 150 мм². Сетка 2 - из золоченого вольфрама диаметром 50 мкм с шагом намотки 1 мм закреплена с постоянным натяжением на прямоугольной раме из стеклотекстолита. Опорные изоляторы выполнены из фторопласта. Конструкционные материалы подобраны из условия наименьшего газовыделения.

Охранный электрод 4 (рис. 2а) введен в силу конструктивных особенностей оправки источника.

Линейные размеры по треку выбраны такими, чтобы полный пробег α - частицы укладывался в рабочем объеме при давлении аргона 0,5 ат перпендикулярно электродам (рис. 2а) и 0,2 ат - параллельно электродам (рис. 2б).

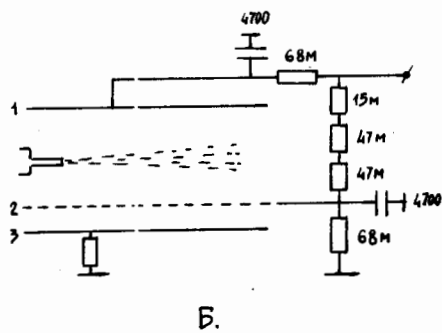
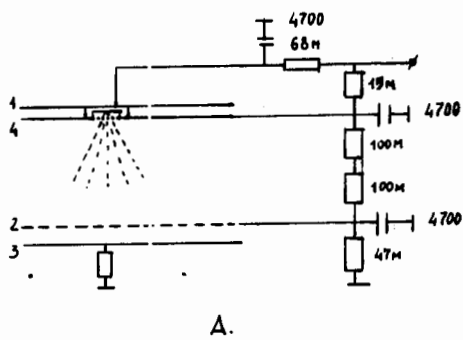


Рис. 2. Схема ионизационной камеры

ТАБЛИЦА 2.

№№	Параметр	обозначение	ИСТОЧНИК на в.в.	ИСТОЧНИК В КОЛЛИМАТОРЕ
1.	Расстояние коллектор-сетка	L	2.13см	3.0см
2.	Расстояние сетка-в.в.	L_1	14.3см	7.0см
3.	Расстояние в.в. - охранный электрод	L_2	1.38см	-
4.	Расстояние центр тяжести трека - в.в.	x	5.4см	1.5см
5.	Геометрическая прозрачность сетки	γ_0	99.5%	99.5%
6.	Неэффективности экранирования сетки	γ	0.014	0.010
7.	Отношение напряженностей	E_L/E_{L_1}	1.45	1.45
8.	" "	E_{L_1}/E_{L_2}	1.38	-
9.	Эквивалентная емкость камеры	Сэв	58 пФ	62 пФ

Делитель и фильтр высокого напряжения собраны внутри камеры из сопротивлений КЭВ-1 и емкостей К5-15.

Параметры камеры представлены в таблице 2.

1.3 Параметры пучка альфа-источников.

В качестве альфа-источников используются:

- №1 $^{241}\text{Am} + ^{242}\text{Cm}$, две линии 5,8 и 5,48 Мэв, интенсивность $3.5 \cdot 10^4$ сек⁻¹

- №5,6 $^{242}\text{Cm} + ^{244}\text{Cm}$ линия 5.8 Мэв, интенсивность $2 \cdot 10^6$ сек⁻¹.

Источник №1 устанавливается на в.в. электроде и коллимируется охранном электродом толщиной 1 мм с зазором 3 мм и 50-ю отверстиями диаметром 0.5 мм. Потенциалы на в.в. и охранном электродах подобраны так (таблица 2, п. 8), чтобы электроны образуемые в зазоре, вытягивались в рабочий объем.

Источники № 5,6 устанавливаются в коллиматоре с разными выходными окнами. Толщина пленки окна определялась взвешиванием и составляет $0,120 \pm 0,010$ мг/см² и $0,450 \pm 0,014$ мг/см². Для уменьшения деформации и увеличения прочности тонкая пленка поддерживается диском из оргстекла толщиной 1 мм, диаметром 5 мм, с 94-мя отверстиями диаметром 0,3 мм.

Энергия и энергетический разброс пучка измерялся полупроводниковым кремниевым поверхностно-барьерным детектором. При измерениях учитывались шумы электроники и шумы тока утечки детектора.

Параметры пучков приведены в таблице 3.

1.4 Газовое наполнение.

Степень чистоты газа существенно влияет на сбор заряда в ионизационной камере, а значит на энергетическое разрешение.

Т А Б Л И Ц А 3.

Параметры пучков α - источников

Источники	Энергия Е Мэв	Энергетический разброс Кэв $\frac{1}{2}\Delta$	Угловой разброс γ град	Степень колликации f
Источник №1	5.8, 5.48	31.8	-	-
Источник №5	5.45	66.0	-	-
Источник №6	5.45	59.0	-	-
Источник №1 с механическим коллиматором	5.8, 5.48	32.0	26°30	10
Источник №5 с вакуумным коллиматором с окном 0.45 мг/см ²	5.15 ± 0.03	109.3	2°50	8.10 ³
Источник №6 с вакуумным коллиматором с окном 0.12 мг/см ²	5.35 ± 0.03	80.0	5°45	2.10 ⁴

* Степенью колликации называем отношение полного числа частиц, выпускаемых в телесный угол 2π , к числу частиц, используемых в эксперименте с данным телесным углом.

Основными источниками "загрязнения" газа являются:

- собственные примеси в газе,
- гажение из конструкционных материалов, - O_2 , H_2 , N_2 ,
- продукты разложения масла вакуумных насосов - H_2 , H_2O , (CH) ,
- продукты разложения флюсов для пайки - HCl , C_2H_5OH ,
- остаточный газ при наполнении камеры смесью.

В таблице 4 приведены результаты расчета, проведенного по данным работ /9,10/, зависимости потери электронов от содержания кислорода (либо других примесей в пересчете на кислород) при длине дрейфа электронов 10 см и $E/P = 0.5$ в.см⁻¹. тор⁻¹

Таблица 4.

Содержание O_2	Потери электронов			
	Ar	Ar+1%CO ₂	Ar+10%CO ₂	Ar+0.2÷10%N ₂
10^{-2}	9.5%	2.4%	1%	1%
10^{-3}	1%	0.4%	0.3%	0.1%
10^{-4}	0.2%	0.1%	-	-
10^{-5}	-	-	-	-

В качестве основного газа используется аргон особой чистоты с содержанием кислорода 10^{-5} . В качестве примесей на уровне не более 10% используется пищевой углекислый газ и технический азот. Т.о. содержание кислорода в смеси не превышает 10^{-4} и не требуется дополнительной очистки.

Конструкционные материалы: нержавеющая сталь, фторопласт, текстолит, стекло - имеют малый уровень гажения /II/.

Уплотнения выполнены из фторопласта и индия, соединительные трубки - из лавсана. Вакуумный реципиент подвергался длительной вакуумной тренировке, обезгаживанию в парах спирта в вакууме, при вскрытии на

атмосферу заполнялся тяжелым газом (азотом). Натекание его составляет $6 \cdot 10^{-2}$ л·мкн·сек⁻¹, которое можно понизить без применения прогрева до $6 \cdot 10^{-3}$ л·мкн·сек⁻¹. Гажение камеры составляет, (из-за вскрытия и заполнения воздухом) 1 л·мкн·сек⁻¹ при 10^{-2} тор и 0.2 л·мкн·сек⁻¹ при 10^{-1} тор.

Для ослабления потока масла применены ловушки:

- на форвакууме - комбинация активированного угля и пористой нержавеющей стали, которая обеспечивает поток масла 10^{-6} мг·см⁻²·час⁻¹ при сроке работы без прогрева 1000 часов /12/,
- на высоком вакууме - азотная, которая обеспечивает поток масла менее $7 \cdot 10^{-13}$ мг·см⁻²·час⁻¹, но который увеличивается до 10^{-6} мг·см⁻²·час⁻¹ /13/ за счет миграции масла по стенкам.

Суммарный поток составляет порядка 10^{-6} мг·см⁻²·час⁻¹, при допустимом $3 \cdot 10^{-5}$ мг·см⁻²·час⁻¹, при котором в камеру попадает 6 мг масла за 1000 часов работы, что может уменьшить ионизационный заряд на 0.1%.

Для уменьшения влияния остаточного газа применяется предварительный продув камеры аргоном с последующей откачкой и заполнением смесью. Повторяя эту процедуру многократно, можно снизить влияние остаточного газа до любого уровня.

Рабочая смесь готовится в газосмесительном стенде, имеющем для улучшения точности дозировки, два дозирующих бачка объемом 1/10 и 1/100 от общего объема системы.

2. КАЛИБРОВКА ЭЛЕКТРОНИКИ.

2.1 Дозирующая емкость.

Измерение величины дозирующей емкости проводится косвенным методом - по степени сбора заряда полупроводникового детектора (который предполагается стопроцентным). При эквивалентной емкости детекто-

ра она составляет:

$$C_{\text{доз}} = 1.856 \pm 0.002 \text{ нФ}$$

Точность измерения - 0.1% сравнима с интегральной нелинейностью тракта $\sim 0,3\% \div 0,5\%$.

Зависимость величины дозирующей емкости от эквивалентной емкости входа предусилителя показана на рис. 3.

2.2 Шумы электроники.

Шумы электроники обусловлены прежде всего шумами входного усилительного элемента. Поэтому на входе параллельно поставлены два полевых транзистора КП 303 с параметрами: суммарная крутизна $S' = 6 \text{ мА В}^{-1}$; ток затвора $I = 10^{-11} \text{ А}$. Сопротивление смещения затвора $R_{\text{см}} = 300 \text{ Мом}$

Последовательные шумы $/I^4/$ (тепловой шум канала) эквивалентны шумящему сопротивлению

$$R \approx 0.7/S' = 116.5 \text{ ом}$$

Параллельные шумы $/I^4/$ (дробовой шум тока затвора и тепловой шум сопротивления смещения) эквивалентны шумящей проводимости

$$G \approx qI/kT + 1/R_{\text{см}} = 3.53 \cdot 10^{-9} \text{ ом}^{-1}$$

При одинаковых вкладах последовательных и параллельных шумов оптимальное время формирования определяется из выражения:

$$T_{\text{опт}} = T_{\text{дио}} = T_{\text{инт}} = C_{\text{экв}} \cdot (R/G)^{1/2}$$

и должно составлять при $C_{\text{экв}} = 60 \text{ нФ}$ - 10.9 мкс и при 30 нФ - 5.45 мкс.

Однако, измерения показали (см. рис. 4), что при $C_{\text{экв}} = 60 \text{ нФ}$ оптимальное формирование происходит при $T_{\text{инт}} = 6 \text{ мкс}$, $T_{\text{дио}} = 0,5 \text{ мкс}$ для сигнала с фронтом $\tau_{\text{фр}} = 2 \text{ мкс}$. При этом шум составляет $\Delta_{\text{Ar}}^{1/2} = 78 \text{ КэВ}$. Это свидетельствует о неравных вкладах последовательных

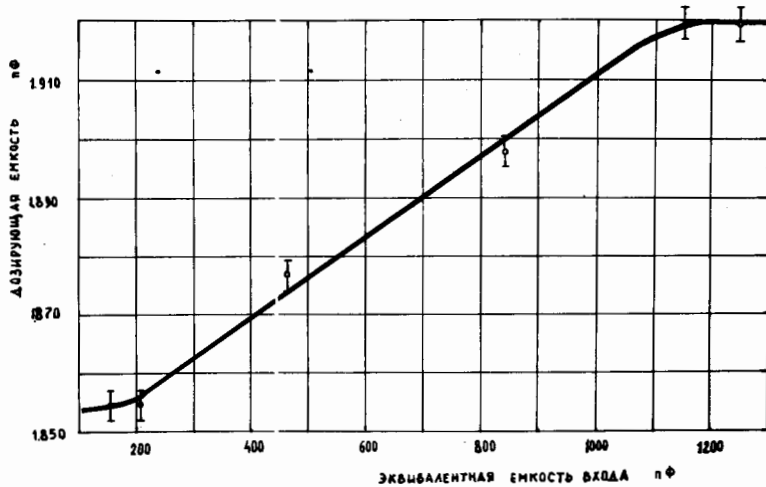


Рис. 3. Зависимость величины "эффективной" дозирующей емкости от эквивалентной емкости входа предусилителя.

и параллельных шумов. К сожалению спектрометрический усилитель не позволил увеличить постоянную времени формирования свыше 6 мксек.

Зависимость шума электроники от постоянных времен формирования представлена на рис. 4.

Зависимость шума электроники от эквивалентной емкости при оптимальном формировании для энергии 5.5+100 Мэв показана на рис. 5. Наклон кривой составляет

$$\frac{1}{2}\Delta_{Ar} = 53 \text{ Кэв} + \begin{matrix} 0.4 \\ 0.53 \end{matrix} \text{ Кэв/хФ} \quad \begin{matrix} C < 157 \text{ пФ} \\ C > 157 \text{ пФ} \end{matrix}$$

2.3 Оценка сбора заряда.

Для каждого измерения в ионизационной камере контролируется сбор заряда, путем совмещения генераторного пика с альфа-пиком, измерения напряжения генератора $U_{ген}$ и пересчета:

$$Q/Q_0 = \frac{E_{\Gamma}}{E_0} = \frac{U_{ген} \cdot C_{ген} \cdot W}{E_0 \cdot q}$$

где E_0 — энергия альфа-пучка.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

3.1 Статистические ошибки.

Флуктуация ионизации определяется перераспределением количества ионизованных и возбужденных атомов, их сумма подвержена меньшим флуктуациям.

Среднеквадратичное отклонение пар ^{/15/}

$$(\overline{N} - \bar{N})^2 = F \cdot \bar{N}$$

где фактор *Fano*, равный $F = 0,19^{/7/}$ для аргона, дает вклад в разрешение $\frac{1}{2}\Delta_{\Phi} = 12,9 \text{ Кэв.}$

При введении молекулярных примесей с потенциалом ионизации мень-

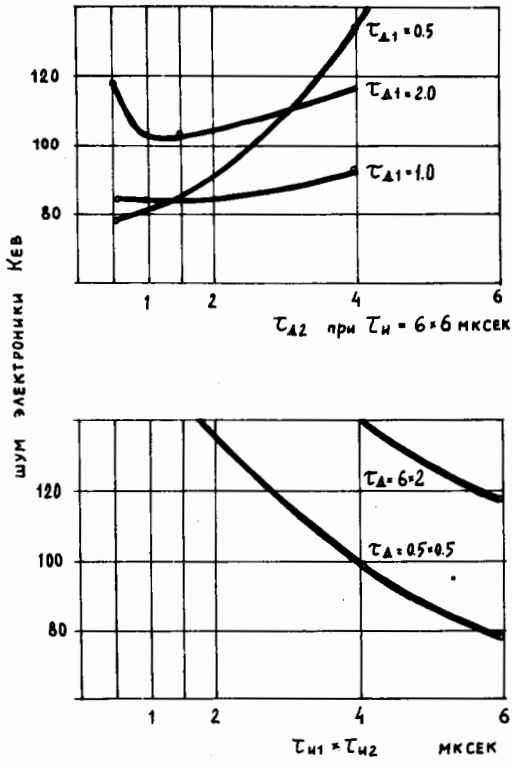


Рис. 4. Зависимость шума электроники от постоянных времен формирования при эквивалентной емкости камеры.

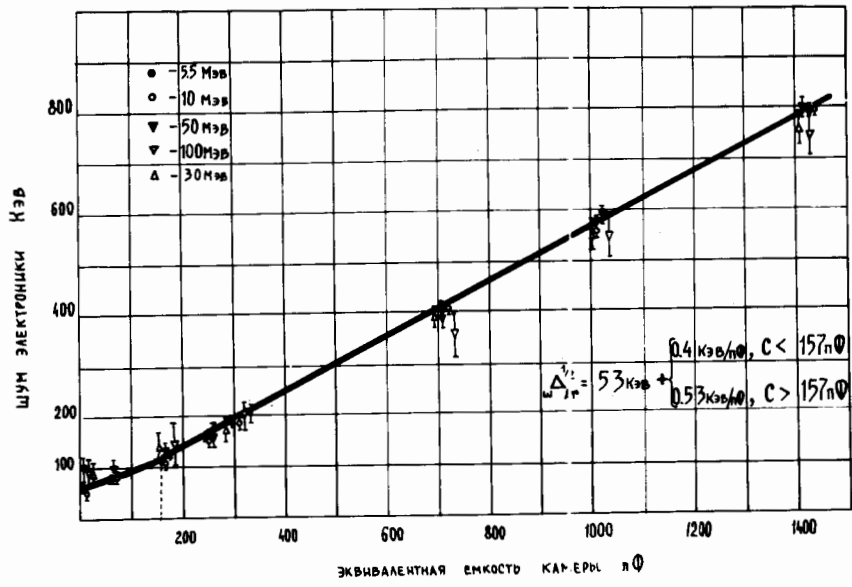


Рис. 5. Зависимость шума электроники от эквивалентной емкости ионизационной камеры при амплитуде импульса генератора соответствующей энергии 5.5, 10, 30, 50 и 100 МэВ

ше уровня возбуждения аргона происходит дополнительная ионизация и для смеси Ar + 0,8% C₂H₂ /I6/

$$^{1/2}\Delta_{\phi} = 7,8 \text{ КэВ.}$$

3.2 Систематические ошибки.

Часть электронов может быть потеряна из-за "колонной" рекомбинации при больших плотностях ионизации. Для альфа-частицы с энергией 6 Мэв рекомбинация заметна /I7/ при 7 ат. Ограничивая плотность ионизации путем изменения давления величиной $\frac{\Delta E}{\Delta x} \approx \frac{E}{R} = 6/0.77 = 7.8$ Мэв/см, (где E=энергия α -частицы=6 Мэв, R=пробег α -частицы в Ar при 7 ат=0.77 см) - устраняем рекомбинацию.

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \rho \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \right) \leq 7.8 \text{ Мэв/см}$$

Прилипание электронов зависит от чистоты газа и скорости дрейфа электрона (см. I.4.). При добавлении примеси CO₂ существенно растет скорость дрейфа /I8/, для примеси N₂ увеличивается не только скорость дрейфа /I8/, но и уменьшается сечение захвата электрона. Все это приводит к полному сбору электронов (см. таблицу 4). Такое увеличение скорости дрейфа существенно уменьшает и диффузию электрона /6, I6/. Вклад неполной экранировки сетки в разрешение дается выражением /8/:

$$^{1/2}\Delta_c = 2.35 \gamma \cdot x \cdot E / l [L + l(1-\gamma)]$$

где геометрический параметр l равен:

$$l = \frac{d}{2\pi} \left[\frac{1}{4\left(\frac{\pi d}{S}\right)^2} - \ln\left(\frac{\pi d}{S}\right) \right] = 0.191 \text{ см}$$

Для источника №I на в.в. $^{1/2}\Delta_c = 7,32 \text{ кэВ,}$

для коллимированных источников $^{1/2}\Delta_c \ll 1 \text{ КэВ.}$

Зависимость от ориентации трека сказывается на фронте сигнала. Разброс фронта равен:

- для источников №I на в.в. $\Delta \tau_1 = \frac{R(1 - \cos \alpha)}{\omega} = 0.3 \text{ мкс}$

- для коллиматора $\Delta \tau_2 = \frac{R \cdot S \cdot n^2}{\omega} = 0,3 \text{ мкс}$
 при величине фронта 1 мкс.

В процессе усиления сигнал проходит через формирующие цепи, коэффициент передачи которых зависит от фронта. Прямые измерения для фронта 0,5 и 1 мксек дают оценку

$$^{1/2}\Delta_T \leq 5 \text{ КэВ}$$

Существенно влияет на разрешение толщина входного окна, ее вклад равен (см. таблицу 3):

- для окна 0,45 мг/см², $^{1/2}\Delta_{\pi} = 87 \text{ КэВ}$

- для окна 0,12 мг/см² $^{1/2}\Delta_{\pi} = 54,5 \text{ КэВ}$

Основной вклад в разрешение вносят шумы электроники (см. 2.2)

$$^{1/2}\Delta_{\omega} = 78 \text{ КэВ}$$

3.3 Полное разрешение.

Статистические флуктуации и шумы электроники приводят к гауссовскому распределению, другие ошибки -- к распределению отличному от гауссовского. Пренебрегая математической строгостью, можно оценить суммарное разрешение как

$$^{1/2}\Delta_{\Sigma} = \left(\sum_i [^{1/2}\Delta_i]^2 \right)^{1/2}$$

Результаты оценок полного разрешения приведены в таблице 5. откуда видно, что камера должна обеспечивать разрешение с учетом данной электроники (п.9) - 80 кэВ, с учетом толщины выходного окна коллиматоров (п.8) - 80 ÷ 117 кэВ.

3.4 Измерение энергетического разрешения.

Для всех источников измерялась зависимость амплитуды сигнала от

Т А Б Л И Ц А 5.

Вклад ошибок в суммарное энергетическое разрешение. Сравнение эксперимента и расчета. Расчетные значения приведены в скобках.

№ п/п	Ошибка	Вклад в разрешение Кэв		
		Источник на в.в	0.12 мг/см ²	Коллиматор 0.45 мг/см ²
1.	Энергетический разброс пучка α - частиц	31.8	59	66
2.	Влияние окна коллиматора	-	54.5	87
3.	Статистическая ошибка	(12.9)	(12.9)	(12.9)
4.	Неполная экранировка сетки	(7.32)	-	-
5.	Влияние углового разброса пучка α - частиц	5.0	5.0	5.0
6.	Шумы электроники	78	78	78
Суммарное разрешение камеры				
7.	Полное по п.п. 1 - 6	87(86.4)	114(113)	137.5(135)
8.	Без учета пучка по п.п. 2-6	80.5 (80)	97.4(96)	120(117)
9.	Без учета пучка и окна по п.п. 3-6	-	81(80)	83(80)

напряженности и полное энергетическое разрешение в газовой смеси $Ar + 10\% CO_2$ при давлении 0,5 ат, а для коллимированных источников еще при 0,25 ат.

Результаты измерения приведены на рис. 6,7,8,9,10.

Для источника на в.в. электроде насыщение амплитуды достигается при $E/P = 0.42 \text{ в.см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$, лучшее разрешения без вычета разброса энергии α - частиц составляет 87 Кэв. Спустя 50 часов насыщение достигается уже при $0,46 \text{ в.см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$ при неизменном разрешении, после 80 часов работы амплитуда остается прежней, но разрешение резко ухудшается (рис. 6). Типичный энергетический спектр приведен на рис.7. Для источника с окном 0.42 мг/см^2 насыщение достигается при $0,36 \pm 0,25$ ат, с постоянным разрешением 137,5 Кэв. При 0,5 ат (рис.9) сбор заряда составляет 97%, что объясняется потерей заряда на 3 мм трека (полный пробег 10,82 см) в пространстве между торцом коллиматора и пленкой, откуда электроны не вытягиваются электрическим полем.

Этот эффект менее заметен для окна $0,12 \text{ мг/см}^2$ с поддерживающим коллиматором. Разрешение для него составляет 114 Кэв (рис.8).

Результаты измерений и сравнение с расчетом приведены в таблице 5.

4. РЕЗЮМЕ.

Экспериментальные результаты хорошо совпадают с расчетными. Камера работает стабильно без ухудшения характеристик в течении 50 часов. Суммарное разрешение с входным окном 0.45 мг/см^2 составляет 120 Кэв, окном $0,12 \text{ мг/см}^2$ - 97,4 Кэв.

Лучшее разрешение камеры составляет 80.5 Кэв при шумах электроники 78 Кэв.

Для малых камер с эквивалентной емкостью менее 10 пф ранее дос-

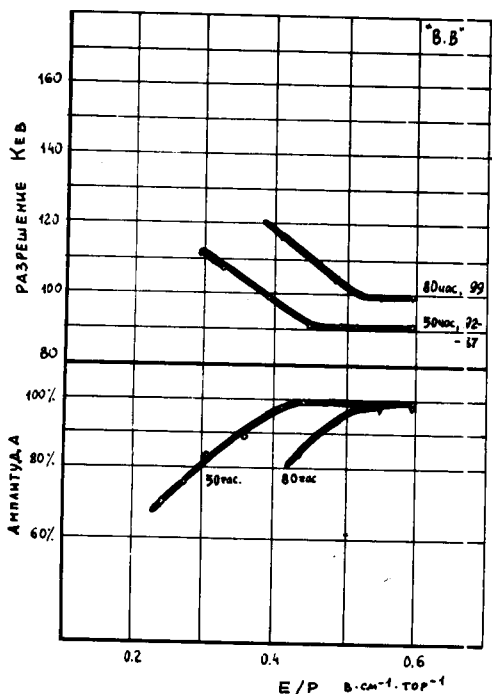


Рис. 6.

Зависимость амплитуды ионизационного сигнала и энергетического разрешения от E/P в $\text{в.см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$ и от времени для α -источника $^{241}\text{Am} + ^{242}\text{Cm}$ на высоковольтном электроде.

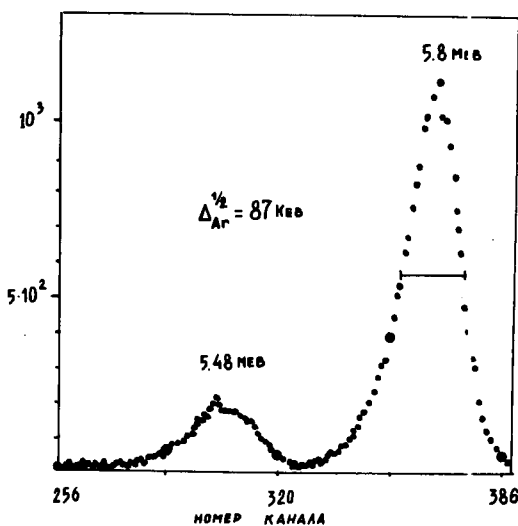


Рис. 7.

Типичный энергетический спектр α -источника $^{241}\text{Am} + ^{242}\text{Cm}$ при $E/P = 0,6 \text{ в.см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$, $P = 0,5 \text{ ат}$, $T_{\text{диф}} = 0,5 \times 0,5 \text{ мкс}$, $T_{\text{инт}} = 6 \times 6$

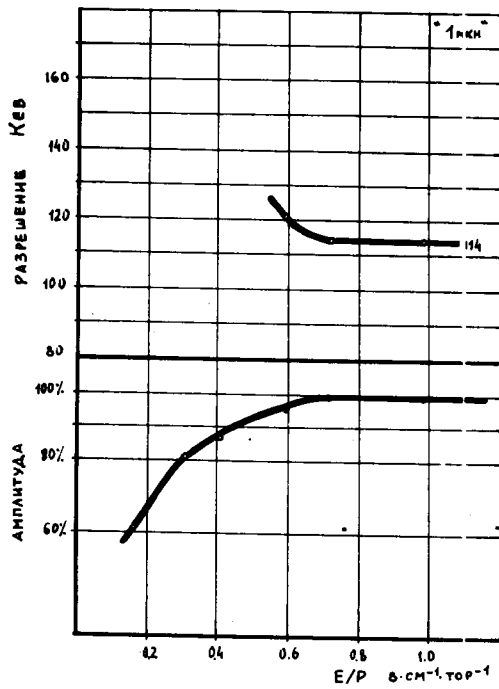


Рис. 8.

Зависимость амплитуды ионизационного сигнала и энергетического разрешения от E/P в $\text{в}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{тор}^{-1}$ для α -источника

$^{242}\text{Cm} + ^{244}\text{Cm}$ с выходным окном Коллиматора 0,12 (рис 8) и 0,45 $\text{мг}/\text{см}^2$ (рис. 9)

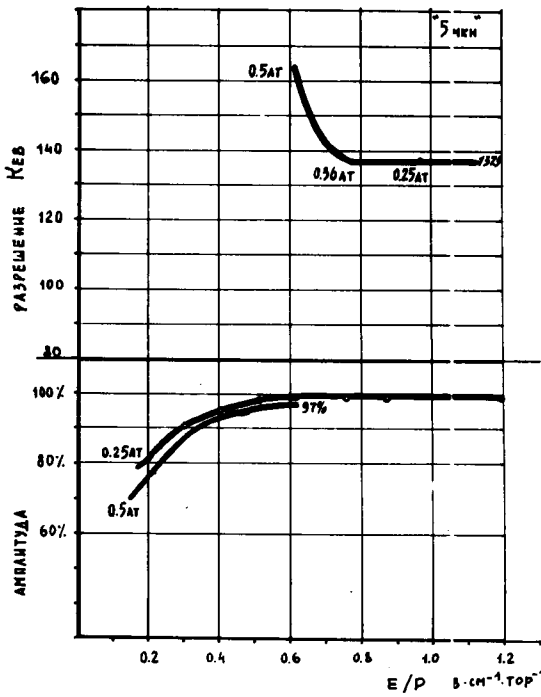


Рис. 9.

тигнутые результаты по энергетическому разрешению составляют 30 Кэв при шумах электроники 16 Кэв^{/19/}.

Для камер с емкостями близкими к описанной, современная электроника обеспечивает шум 50 Кэв^{/20/}, 68 Кэв^{/21/}. Более поздняя разработка ОНМУ позволяет понизить шум электроники до 40 - 47 Кэв.

5. ОЦЕНКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ РЕАЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА.

Реальный детектор должен измерять массу ядер с большим зарядом ($Z \sim 80 - 120$) и энергией порядка 1 Гэв.

Линейные размеры детектора по треку определяются допустимой плотностью ионизации при отсутствии рекомбинации пар и больших пространственных зарядов вблизи нитей сетки.

Если удельные потери ядра составляют:

$$1/\rho \frac{dE}{dx} \sim 100 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мг}^{-1}$$

то из условия (3.2):

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \rho \left(1/\rho \frac{dE}{dx} \right) \leq 7,8 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-1}$$

при учете плотности аргона:

$$\rho = 1,78 \cdot P, \text{ где } P - \text{давление ат, } [\rho] = \frac{\text{мг}}{\text{см}^3}$$

получим ограничение на давление аргона

$$P \leq 0,044 \text{ ат} = 33,5 \text{ тор}$$

Значит при полном пробеге ядра $R^* \sim 30 \text{ мг/см}^2$ линейные размеры по треку должны составить:

$$R \geq \frac{R^*}{\rho} = \frac{30 \cdot 10^2}{1,78 \cdot 4,4} = 383 \text{ см}$$

Поперечные размеры камеры детектора определяются апертурой магнитного канала.

В качестве конструкционных материалов можно применить описанные выше. Камера должна пройти вакуумную тренировку (при вакууме порядка 10^{-6} тор). Допустимое "гажение" при объеме 1000 л - $0,1$ л·мкн·сек $^{-1}$, при этом за 100 часов чистота газа уменьшится до 10^{-5} .

Для стабильности работы в течении нескольких недель целесообразно ввести циркуляцию газа со скоростью порядка 1 - 3 объемов/сутки.

Малая величина давления рабочей смеси позволит работать в области больших скоростей дрейфа при низком напряжении (менее киловольта), что улучшит быстродействие детектора.

Если при этих условиях ввести примеси многоатомного газа, то диффузия, рекомбинации и прилипания электронов к электроотрицательным примесям можно не учитывать.

Статистическая ошибка флуктуации ионизация в Ar составит $\frac{1}{2}\Delta_{ст} = 215$ Кэв.

Неполная экранировка сетки при угловом разбросе пучка 5-10 мрад, который обеспечивает степень коллимации $f \sim 10^4$, составит

$$\frac{1}{2}\Delta_c \sim 10 \text{ Кэв}$$

Влияние разброса фронта нарастания сигнала при малой апертуре магнитного канала можно не учитывать, для большой апертуры целесообразно вводить поправку на изменение коэффициента передачи формирования - точным измерением фронта. Временные измерения полезны еще и тем, что позволят идентифицировать трек частицы. Его можно измерять двумя способами: 1. $\tau_{фр} = \tau_0 + \frac{R \cdot \cos \vartheta}{\omega}$, где ϑ - угол влета частицы, ω - скорость дрейфа электрона между в.в. электродом и сеткой, τ_0 - время прохождения электронами зазора сетка - коллектор, который одинаков для всех электронов. Измеряя точное значение $\tau_{фр}$ можно оценить угол влета. В работе^{/20/} этим методом получено временное разрешение 5% при $\omega = 0,6$ см/мксек и $\tau_0 = 2$ мксек, или пространственное разрешение 0,6 мм.

2^0 - имея стартовый импульс с ФЭУ (момент влета ядра) можно измерить временную задержку до момента появления сигнала на коллекторе. Временное разрешение 100 нсек при скорости дрейфа 1 см/мксек обеспечит пространственную точность 1 мм.

Потеря энергии в окне толщиной 1 мкм составляет порядка 0,3% и приводит к флуктуации не более

$$^{1/2}\Delta_1 = 1.5 \text{ МэВ}$$

применение окна толщиной 0.3 мкм уменьшит флуктуацию до $^{1/2}\Delta_{0.3} = 500 \text{ КэВ}$

Т.к. шумы предусилителя составляют 54 КэВ + 0.53 КэВ/пф, а для более поздней разработки 37 КэВ + 0.18 КэВ/пф, то для камеры полного поглощения, с эквивалентной емкостью 1000 пф шумы электроники составляют

$$^{1/2}\Delta = 580 \div 217 \text{ КэВ}$$

Для секционированного телескопа эта величина может быть порядка 50 - 100 КэВ.

Таким образом суммарное разрешение камеры может составить ^{*)}

$$^{1/2}\Delta_{\Sigma} = (580^2 + 1500^2 + 10^2 + 215^2)^{1/2} \approx 1.6 \text{ МэВ}$$

или $\frac{^{1/2}\Delta_{\Sigma}}{E} \approx 0,16\%$ при потери энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}$.

ж)

В этом расчете не учитываются другие механизмы потери энергии (см. I.I) сопутствующие ионизационным.

Литература.

1. Л.С.Барабаш и др. ОИЯИ, Р9-7697, Дубна (1974).
2. J. Lindhard, V. Nielsen, Phys.Let., vol.2, 5, 209 (1962).
3. Б.А.Долгошеин и др. ЖЭТФ, 56, вт. 4, 1152 (1969 г.).
4. Справочник по ядерной физике, под редакцией АРЦИМОВИЧА, Москва, 1963г.
5. M. Forte, Nuovo Cimento (ser 10), 3, 1443 (1956).
6. А.А.Воробьев и др. ЖЭТФ, 43, (1962 г.)
7. G.D. Alhazow et al., Nucl. Inst. Meth., 48, 1, (1967).
8. O. Buneman et al., Candd. J. Res. A-27, 191 (1949).
9. Wilkinson, Ion Chambers and Counters, London-New-York, 1950.
10. Экспериментальные методы ядерной физики, под редакцией Серге, Москва
1955г.
11. Б.С.Данилин, В.Е.Минайчев. Основы конструирования вакуумных систем,
Москва, 1971 г.
12. Н.А.Капралов, А.С.Назаров, ПТЭ, 3, 154, (1971 г.)
13. М.М.Сорокин, Н.М.Барышева, ИАН, т XXX, I, 37, (1966 г.)
14. Ю.К.Акимов и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их
применение. Москва, 1967 г.
15. U. Fano, Phys.Rev., 72, 26, (1947).
16. А.А.Воробьев и др. ЖЭТФ, 43, (1962 г.)
17. H.S. Bridge, Phys. Rev. 74, 1083, (1948).
18. T. Nagy et al., Nucl. Inst. Meth., 8, 327, (1960).
19. Г.Е.Кочаров и др. ЖЭТФ, 36, вт. I, 68 (1959)
20. А.А.Воробьев и др. Препринт ФТИ - 429, Ленинград, (1972 г.)
21. В.Д.Рябцов, Е.А.Силаев, сообщение СИЯИ, Р13-5402, Дубна, 1970 г.