

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А. Ф. ЛОФФЕ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

А. А. ВОРОБЬЕВ

РАЗРАБОТКА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЙ ИОНИЗАЦИОННОГО
 α -СПЕКТРОМЕТРА.

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических
наук

Научный руководитель:
академик АН УССР

(А. П. Кошар).

Ленинград
1960 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е .

	<u>Стр.</u>
В В Е Д Е Н И Е	I - IX
ГЛАВА I. - <u>РАСЧЁТ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ</u> -	I
§ 1 - Метод расчёта	I
§ 2 - Расчёт двухэлектродной камеры	3
§ 3 - Расчёт камеры с сеткой.	7
ГЛАВА 2. - <u>ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СМЕСИ АРГОНА С МЕТАНОМ КАК НАПОЛНИТЕЛЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ.</u> -	21
ГЛАВА 3. - <u>РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ИОНИЗАЦИОН- НОГО α-СПЕКТРОМЕТРА.</u> -	29
§ 1 - Влияние положительных ионов на разре- шающую способность.	30
§ 2 - Отношение сигнала к шуму. Выбор полосы пропускания усилителя	32
§ 3 - Влияние микрофонного эффекта на раз- решающую способность.	46
§ 4 - Влияние времени нарастания сигнала на амплитуду импульсов на выходе усилителя- -	50
§ 5 - Выбор первой лампы усилителя. Метод измерения сеточного тока.	53
§ 6 - Поглощение энергии α -частиц в слое источника. Коллимация	59
§ 7 - Флуктуации величины ионизации, произ- водимой α -частицами в газах.	65
§ 8 - Стабилизация коэффициента усиления усилительного тракта.	73
§ 9 - Влияние электронов конверсии на раз- решающую способность.	79
ГЛАВА 4. - <u>РАЗЛИЧНЫЕ ВАРИАНТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО α-СПЕКТРОМЕТРА.</u> -	81
§ 1 - Измерение энергии α -частиц с помощью ионизационного α -спектрометра	81
§ 2 - Использование ионизационного α -спектро- метра для исследования сверхмалых α -активностей	96

§ 3	- Работа ионизационного α -спектрометра при больших нагрузках	-	101
§ 4	- Использование ионизационного α -спектрометра совместно с γ -спектрометром	-	113
§ 5	- Использование ионизационной камеры для измерения α - γ -угловых корреляций	-	116
ГЛАВА 5. - <u>ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ</u>			130
§ 1	- Исследование изотопного состава урана в древних редкоземельных минералах	-	130
§ 2	- Изучение α -распада U^{235}	-	141
§ 3	- Исследование α -распада U^{234} и U^{238}	-	150
§ 4	- Измерение α - γ -угловой корреляции при α -распаде Ra^{224} и Fz^{221}	-	156
ЗАКЛЮЧЕНИЕ			159
ЛИТЕРАТУРА			163

ВВЕДЕНИЕ.

Целесообразность развития ионизационного метода детектирования α -частиц становится очевидной из рассмотрения, с одной стороны, проблем, с которыми сталкивается современная α -спектроскопия, с другой стороны — возможностей существующей экспериментальной техники. В последнее время появились обзорные монографии и статьи, в которых с достаточной полнотой рассмотрены как физические проблемы, так и вопросы техники α -спектроскопии (см., например, / 1 / и / 2 /). Поэтому мы остановимся на этих вопросах очень кратко и лишь в той мере, какая необходима для постановки задачи.

Существует два направления в α -спектроскопии, значительно различающиеся по характеру исследований: изотопный анализ α -активных элементов и исследование α -распада с целью изучения строения ядер. Поскольку требования, предъявляемые к экспериментальной технике, различны для обоих направлений, то мы рассмотрим их отдельно.

I. Изотопный α -анализ.

Определение содержания α -активных изотопов путём измерения α -спектров получило в настоящее время широкое распространение. Достаточно указать, например, на открытие с помощью такого метода большинства актиноидных элементов / 3 /.^{x)} Поскольку в большинстве случаев анализу подлежат малые количества вещества (точнее, малые α -активности), то основным требованием, предъявляемым к экспериментальной технике является высокая эффективность счёта. Поэтому для изотопного анализа, как правило, используются различные типы ионизационных камер и фотоэмульсии.

x) Целый ряд других примеров проведения изотопного α -анализа можно найти в книге Сиборга / 4 /.

Основным достоинством фотоэмульсий является рекордно низкий уровень фона (с помощью этого метода регистрируются α -активности с периодом полураспада до $\sim 10^{17}$ лет / 5 /). Недостатком же является неудобство обработки и, главное, плохая разрешающая способность по энергии (полуширина α -линии составляет 100-200 кэв). Поэтому ядерные фотоэмульсии применяются обычно для регистрации очень малых α -активностей, когда другие методы оказываются непригодными.

Ионизационные камеры выгодно отличаются от метода фотоэмульсий высокой разрешающей способностью (30 - 40 кэв) при большой эффективности счёта, возможности набора большой статистики, простотой эксплуатации. Однако ионизационные камеры значительно уступают фотоэмульсиям по уровню фона, что ограничивает их возможности при измерении малых активностей (до последнего времени не удавалось регистрировать α -активности с $T_{1/2} \approx 10^{13}$ лет). Этот недостаток является тем более серьезным, что современной тенденцией в изотопном α -анализе является как раз исследование все более малых α -активностей. Отсюда видно, что снижение уровня фона в ионизационном спектрометре имело бы большое значение для этого метода изотопного анализа.

Измерение малых α -активностей часто должно быть проведено в присутствии других значительно более интенсивных α -линий, в связи с чем необходимо возможно более полное разделение α -линий в спектре. При этом существенным оказывается не столько уменьшение полуширины α -линий, сколько сокращение величины низкоэнергетического "хвоста" линий с большей энергией, обусловленного поглощением части энергии α -частиц в слое источника. Качество спектра может быть значительно улучшено при использовании коллимации, причём особенно хороших результатов удается

достигнуть при введении электронной коллимации (см. гл. 3). Однако при этом возникает проблема точного учёта искажения относительной интенсивности линий, возникающего при введении электронной коллимации.

Для дальнейшего развития метода изотопного α -анализа существенными являются также такие вопросы, как повышение стабильности установки, увеличение разрешающей способности, повышение точности в определении абсолютного значения энергии α -частиц. Все эти вопросы рассмотрены в настоящей работе, причём оказалось возможным:

- 1) увеличить разрешающую способность спектрометра: при $E_{\alpha} \approx 6,0$ Мэв полуширина α -линии равна 17 кэв;
- 2) уменьшить примерно в 100 раз уровень фона ($I \frac{\text{имп}}{\text{час} \cdot \text{Мэв}}$ при площади источника 100 см^2 , что соответствует регистрации излучения с $T_{1/2} = 10^{15}$ лет);
- 3) разработать метод точного (0,2 - 0,5 %) учёта искажения интенсивности линий при введении электронной коллимации;
- 4) уменьшить нестабильность установки до 0,1 - 0,03 % за неделю непрерывной работы;
- 5) довести погрешность в измерении абсолютного значения энергии до ± 3 кэв.

Решение перечисленных проблем значительно расширяет возможности ионизационного α -спектрометра при проведении изотопного анализа, особенно, при регистрации малых активностей. Иллюстрацией к этому утверждению могут служить описанный в гл. 5 метод изотопного анализа урановых руд, позволяющий определить отношение U^{235}/U^{238} с точностью 1-2 % в образцах с малым содержанием урана (0,1 - 1 мг), а также результаты измерения α -спектра естественной смеси изотопов самария (гл. 4, § 2).

II. Исследование α -распада.

Задачей первостепенной важности для ядерной физики является получение подробных сведений об уровнях ядер, и в этом отношении исследование α -распада играет далеко не последнюю роль. Эта роль обусловлена, во-первых, тем, что в области тяжелых ядер α -распад является доминирующим способом распада (в этой области известно около 150 α -активных ядер), во-вторых, особенностью α -распада, заключающейся в относительно слабой зависимости вероятности распада от момента количества движения. Это позволяет получать более полную картину уровней дочернего ядра.

Кроме использования α -распада как средства возбуждения ядер, представляет интерес также изучение кинетики α -распада. В частности, измерение интенсивности α -переходов на уровни основной ротационной полосы позволяет определить параметры деформации ядра / 6-9 /. Были даже предприняты попытки / 10 / использовать данные по α -распаду для вычисления распределения вероятности образования α -частицы по поверхности ядра. В настоящее время удалось удовлетворительно объяснить лишь облегченные α -переходы. Можно полагать, что объяснение запрещенных α -переходов даст больше сведений о ядерной структуре, поскольку такие переходы связаны с существенной перестройкой ядра.

Состояние проблемы исследования α -активных ядер можно кратко характеризовать следующим образом.

В чётно-чётных ядрах достаточно хорошо изученными являются α -переходы на уровни с положительной чётностью, принадлежащие основной ротационной полосе, и дальнейшее исследование таких переходов вряд ли имеет принципиальное значение. Более интересным является изучение переходов на уровни с отрицательной чётностью и на уровни неротационной природы. Такие уровни проявляются при

энергиях возбуждения 0,5 - 1 Мэв, но интенсивность α -переходов на эти уровни чрезвычайно мала (10^{-4} - 10^{-6} %). Существующие α -спектрометры не могут регистрировать α -переходы столь малой интенсивности. Поэтому одним из основных требований, предъявляемых в настоящее время к α -спектрометрам, является уменьшение минимального предела регистрируемой интенсивности. В нечётных ядрах картина уровней значительно более сложная, что связано с возможностью одночастичного возбуждения, и изучена значительно слабее. В большинстве ядер известно большое количество уровней (α -переходов), но имеются лишь отрывочные данные об их характеристиках. Поэтому основной задачей экспериментаторов сейчас является идентификация уровней в нечётных ядрах. Для идентификации уровней необходимо измерение спектров α и β -излучения сопровождающего α -распад, причём сложный характер этих спектров требует проведения измерений в совпадении с выделенными группами α -частиц. Иными словами, необходимо создание спектрометров α - γ и α - β -совпадений.

Исследование α -распада (особенно нечётных ядер) до настоящего времени проводилось почти исключительно с помощью магнитного α -спектрографа / II /. В разработке этого прибора в последние годы достигнуты замечательные успехи: полуширина α -линии доведена до 4 - 2 кэв / I2 /, минимальная регистрируемая интенсивность - до 10^{-3} - 10^{-4} % /I3/, светосила - до $8 \cdot 10^{-4}$ от 4π /I4/. Тем не менее, все острее ощущаются недостатки магнитного α -спектрометра - малая светосила и сложность использования в совпадении с γ и β -спектрометром. Возможности магнитного спектрометра значительно возросли бы, если бы удалось осуществить эти совпадения. Однако для этого необходимо, не ухудшая параметров спектрометра, заменить толстослойные фотоэмульсии, используемые

и

для регистрации α -частиц, большим количеством нелогабаритных счётчиков или какой-либо другой системой, дающей при попадании α -частицы импульс с меткой координаты. Кроме того, необходимо устранить влияние магнитного поля на β и γ -спектрометры. Насколько нам известно, до настоящего времени не было сделано даже попыток решения этих проблем.

В связи с этим представляет интерес рассмотрение вопроса, в какой мере другие методы измерения энергии α -частиц могут соответствовать требованиям современной α -спектроскопии и быть использованы для изучения α -распада. Кроме магнитного анализа, для определения энергии α -частиц могут быть использованы измерение пробега, сцинтилляций и ионизации. Измерение пробега не является перспективным методом уже в силу большой величины флуктуации пробега (полуширина α -линии = 100-150 кэв). Разрешающая способность сцинтилляционного счётчика также весьма низка (2-4%). Хотя указанное значение и не является принципиальным пределом (см. § 7, гл. 3), тем не менее дальнейшее увеличение разрешающей способности затруднительно, поскольку это связано с коренным улучшением качества ФЭУ.

Что же касается измерения ионизации, ^{х)} то следует прежде всего отметить, что этот метод обладает как раз теми достоинствами, которых нехватает магнитному спектрометру: большая светосила ($\sim 2 \pi$), неограниченная площадь источника и возможность использования в спектрометрах совпадений. Кроме того, ионизационная камера позволяет наиболее эффективным способом измерять угловые α - γ и α - e_k -корреляции (см. гл. 4).

^{х)} Здесь и в дальнейшем мы рассматриваем лишь ионизацию в газе.

Слабым же местом ионизационного спектрометра является относительно невысокая разрешающая способность. До сих пор не удавалось получить полуширину α -линии меньше 28 - 30 кэв.

Основной задачей данной работы было максимальное использование возможностей ионизационного метода с тем, чтобы превратить ионизационную камеру в прецизионный α -спектрометр, который можно было бы использовать наряду с магнитным спектрометром для исследования уровней, проявляющихся при α -распаде. Большое внимание было уделено увеличению разрешающей способности спектрометра, причём удалось довести полуширину α -линии до 17 кэв ($E_{\alpha} \approx 6,0$ Мэв). Более того, показано, что достигнутое значение не является предельным. Есть основания полагать (§ 7, гл.3), что величина флуктуаций ионизации, определяющая предельную разрешающую способность, может быть значительно уменьшена, а предельная полуширина α -линии доведена до 5-6 кэв. Наряду с увеличением разрешающей способности разрабатывались также вопросы, связанные с работой спектрометра α - γ совпадений:

1. Увеличение допустимой загрузки со $100 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$ до $10^3 - 10^4 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$
2. Осуществление двумерного (α - γ) многоканального анализа.

3. Осуществление метода измерения α - γ -угловых корреляций

Проведённые с помощью спектрометра α - γ -совпадений исследования α -распада U^{235} (нечётное A), а также угловой α - γ -корреляции Ra^{224} и Fz^{221} показывают, что уже при достигнутой разрешающей способности ионизационный α -спектрометр может быть успешно использован для выделения и, главное, идентификации ядерных уровней. Возможности ионизационного

спектрометра еще более возрастут после осуществления $\alpha - \beta$ - совпадений.

Таким образом, разработка ионизационного метода расширяет "сферу деятельности" α -спектрометров, с одной стороны, в направлении исследования малых активностей, с другой стороны - в направлении идентификации уровней. При этом ни о какой "конкуренции" магнитного и ионизационного методов речи не идет. Напротив, наиболее эффективным является одновременное использование (там, где это возможно) обоих методов.

Существует несколько типов импульсных ионизационных камер. Во-первых, камеры различают по способу собирания заряда - камеры с ионным и электронным собиранием. Преимуществом камер с электронным собиранием является высокая временная разрешающая способность. В свою очередь, камеры с электронным собиранием различаются по способу устранения влияния положительных ионов: камеры "с малой емкостью" (цилиндрические, либо сферические) и камеры с сеткой (плоские, цилиндрические, сферические).

В настоящей работе рассматривается плоская ионизационная камера с сеткой, работающая на электронном собирании, поскольку этот тип камер лучше всего соответствует требованиям, сформулированным выше.

Импульсная камера с сеткой начала применяться в качестве α -спектрометра с 1949 года /15/. С этого времени над усовершенствованием прибора работало значительное число исследователей: Бунеман и др. /16/, Ханна и др. /17/ - в Канаде; Бнджелкемейер /18/ - в США; Фачини и др. /19/ в Италии;

С.А. Баранов и др./20/, Ю.А. Филимонов и др./21/ в СССР.

Представляет значительный интерес также работа Валлада /22/- (Франция), использовавшего камеру с электронно-ионным собиранием. В нашей лаборатории исследования в этом направлении проводились с 1955 года. Обсуждение результатов, достигнутых различными авторами, проводится в ходе изложения материала диссертации.

Г Л А В А I

РАСЧЁТ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ.

§ I. Метод расчёта.

Величина и форма импульсов, возникающих на различных электродах камеры, обычно определяется с помощью метода, использующего закон сохранения энергии (см., например, книгу Росси и Штауба / 23 /). Однако этот метод весьма сложен, а главное, скрывает сущность физических процессов, происходящих в камере. Нами для расчёта используется метод, основанный на применении теоремы взаимности Грина /24,25/, который даёт возможность непосредственно вычислить заряды, наводимые на электроды электронами и положительными ионами, образовавшимися в объеме камеры, что является наиболее естественным подходом к задаче.

Кратко изложим сущность теоремы Грина / 26 /.

Пусть имеется N проводящих тел, и пусть известно одно какое-либо состояние системы, т.е. известны заряды q_i' и потенциалы

V_i' каждого тела. Тогда любое другое состояние системы (q_i'', V_i'') связано с данным следующим соотношением:

$$\sum_{i=1}^N (q_i' V_i'' - q_i'' V_i') = 0 \quad (I.I)$$

Приведем пример, иллюстрирующий использование этой теоремы.

Определим потенциал V , возникающий на проводящей плоскости, соединенной с землей через сопротивление R , под действием заряда e , находящегося в точке M на некотором расстоянии от плоскости. При этом считаем, что $\tau = RC$ много больше времени

действия заряда. (C — емкость плоскости относительно земли). Точку M можно рассматривать как бесконечно малое проводящее тело и применять к такой системе теорему Грина. Рассмотрим два состояния системы, одно из которых заданное:

$$q'_M = e, \quad V'_1 = V, \quad q'_1 = 0. \quad (1.2)$$

Здесь значки M и 1 относятся к точке M и плоскости, соответственно. Второе состояние выберем следующим образом:

$$q''_M = 0, \quad V''_M = f(M), \quad V''_1 = 1, \quad q''_1 = C \cdot 1. \quad (1.3)$$

Уравнение Грина будет тогда иметь вид:

$$q'_M V''_M - q''_M V'_M + q'_1 V''_1 - q''_1 V'_1 = 0. \quad (1.4)$$

Наконец, подставляя соотношения (1.2) и (1.3) в (1.4), получаем:

$$V = \frac{e \cdot f(M)}{C} \quad (1.5)$$

Таким образом, определение потенциала плоскости, возникающего под действием заряда e , свелось к элементарной задаче нахождения потенциала в точке M для случая, когда плоскость заряжена до потенциала $+1$, а заряд удален из системы. Расчет импульсной ионизационной камеры, в принципе, не отличается от приведенного выше примера, причём в нашем случае, т.е. в случае плоской камеры, этот расчёт особенно прост.

§ II. Расчёт плоской двухэлектродной ионизационной камеры.

На рис. I.I приведена принципиальная схема плоской двухэлектродной ионизационной камеры. На самом деле к электродам подведено постоянное напряжение, но для расчёта импульсов, возникающих при прохождении заряженной частицы, это напряжение несущественно, и можно рассматривать электроды, находящиеся при нулевом потенциале, как это показано на рисунке.

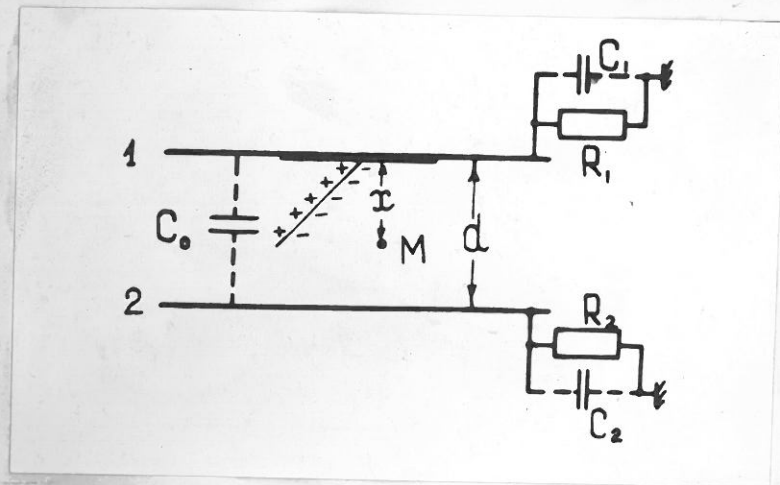


Рис. I.I.

Пусть источник α -частиц помещен на электроде I. Вылетающие из источника α -частицы производят ионизацию наполняющего камеру газа. Образовавшиеся при этом электроны под действием электрического поля начинают двигаться к одному из электродов и через время порядка I мксек собираются на нём. (За это же время положительные ионы, практически, не изменяют своего положения, так как их подвижность, примерно, в 1000 раз меньше подвижности электронов). Определим величину импульса, возникающего на электроде I. При этом, очевидно, возможны два варианта соответственно тому, на каком электроде собираются электроны.

Прежде всего вычислим потенциал V , возникающий на электроде I под действием заряда e , находящегося в точке M на рас-

§ II. Расчёт плоской двухэлектродной ионизационной камеры.

На рис. I. I приведена принципиальная схема плоской двухэлектродной ионизационной камеры. На самом деле к электродам подведено постоянное напряжение, но для расчёта импульсов, возникающих при прохождении заряженной частицы, это напряжение несущественно, и можно рассматривать электроды, находящимися при нулевом потенциале, как это показано на рисунке.

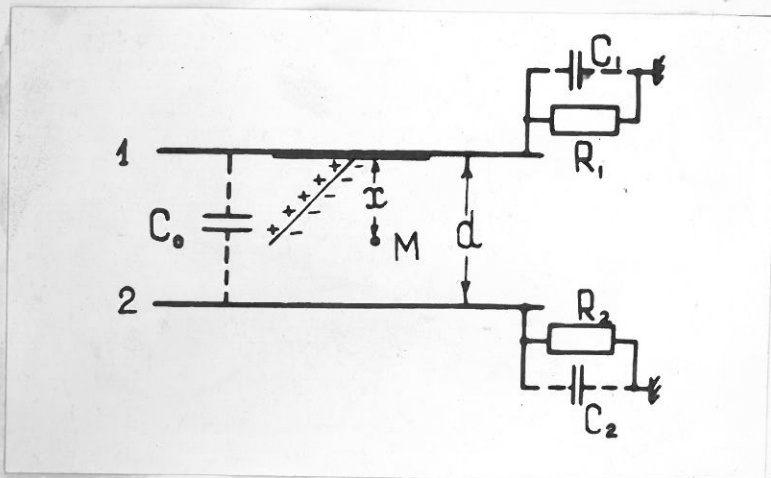


Рис. I. I.

Пусть источник α -частиц помещен на электроде I. Вылетающие из источника α -частицы производят ионизацию наполняющего камеру газа. Образовавшиеся при этом электроны под действием электрического поля начинают двигаться к одному из электродов и через время порядка I мксек собираются на нём. (За это же время положительные ионы, практически, не изменят своего положения, так как их подвижность, примерно, в 1000 раз меньше подвижности электронов). Определим величину импульса, возникающего на электроде I. При этом, очевидно, возможны два варианта соответственно тому, на каком электроде собираются электроны.

Прежде всего вычислим потенциал V , возникающий на электроде I под действием заряда e , находящегося в точке M на рас-

стоянии x от этого электрода. Используем описанный выше метод. Рассмотрим два состояния системы:

$$1^\circ \quad q'_M = e, \quad q'_2 = 0, \quad V'_1 = V, \quad q'_1 = 0, \quad (1.6)$$

$$2^\circ \quad V''_1 = 1, \quad q''_1 = (C_1 + \frac{C_0 \cdot C_2}{C_0 + C_2}) \cdot 1, \quad q''_M = 0, \quad q''_2 = 0, \quad V''_M = f(x). \quad (1.7)$$

Здесь значки M , (1) и (2) относятся к точке M , электродам 1 и 2, соответственно. При этом имеется в виду, что произведения $R_1 C_1$ и $R_2 C_2$ много больше времени действия зарядов.

Поэтому
$$q'_1 = q'_2 = q''_2 = 0.$$

Далее, по теореме Грина имеем:

$$q'_M V''_M - q''_M V'_M + q'_2 V''_2 - q''_2 V'_2 + q'_1 V''_1 - q''_1 V'_1 = 0. \quad (1.8)$$

Подставляя в это выражение (1.6) и (1.7), получаем:

$$V = \frac{e}{C_1 + \frac{C_0 \cdot C_2}{C_0 + C_2}} \cdot f(x) = \frac{e}{C} \cdot f(x), \quad (1.9)$$

где $C = \frac{C_0 \cdot C_2}{C_0 + C_2} + C_1$ — общая емкость электрода 1 относительно земли.

Остается вычислить $f(x)$. По определению, $f(x)$ — это потенциал в точке M , возникающий при условии $V_1 = 1$, $q_2 = 0$, а заряд e удален из системы. Очевидно, что в области между электродами потенциал $f(x)$ должен линейно изменяться от 1 до некоторого потенциала f_2 , принимаемого вторым электродом. Легко показать, что $f_2 = \frac{C_0}{C_2 + C_0} \cdot 1$ (деление на емкостях). Тогда $f(x) = 1 - \frac{1 - f_2}{d} \cdot x$, где d — расстояние между электродами. Подставляя это выражение в (1.9), окончательно получаем:

$$V = \frac{e}{C} \left(1 - \frac{1 - f_2}{d} \cdot x \right). \quad (1.10)$$

Полученное выражение используем для вычисления величины импульса, возникающего на электроде I при прохождении α -частицы в объеме между электродами. Пусть α -частица образовала N пар ионов ($\sim 10^5$). Определим сначала действие одной такой (i ой) пары ионов. Формула (1.10) в этом случае имеет вид:

$$V_i^+ = \frac{e}{c} \left(1 - \frac{1-f_2}{d} \cdot x_i^+ \right),$$

$$V_i^- = -\frac{e}{c} \left(1 - \frac{1-f_2}{d} \cdot x_i^- \right),$$

где V_i^+ — потенциал, возникающий на электроде I в результате действия положительного иона, находящегося на расстоянии x_i^+ от этого электрода,

V_i^- и x_i^- — аналогичные величины для электрона.

Суммарный потенциал V_i будет равен:

$$V_i = V_i^+ + V_i^- = -\frac{e}{c} \cdot \frac{1-f_2}{d} \cdot (x_i^+ - x_i^-). \quad (1.11)$$

В первый момент после прохождения α -частицы $x_i^+ = x_i^-$ и, следовательно, $V_i = 0$. После собирания электронов на электроде I :

$$x_i^- = 0,$$

$$V_i = -\frac{e}{c} (1-f_2) \frac{x_i^+}{d}. \quad (1.12)$$

При этом имеется в виду, что за время движения электрона x_i^+ останется неизменным.

В случае, когда электроны собираются на электроде 2 ($x_i^- = d$), потенциал V_i будет следующим:

$$V_i = +\frac{e}{c} (1-f_2) \left(1 - \frac{x_i^+}{d} \right). \quad (1.13)$$

Для определения величины импульсов, возникающих на электроде I, остается просуммировать выражения (1.12) и (1.13) по всем

парах ионов. В результате для случая собирания электронов на электроде 2 получаем:

$$V_1 = + \frac{Ne}{C} \cdot (1 - f_2) \cdot \left(1 - \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta\right), \quad (1.14)$$

где N — число пар ионов,

\bar{R} — среднее расстояние ионов от начала трека:

$$\bar{R} = \frac{\int_0^R z \rho(z) \cdot dz}{\int_0^R \rho(z) \cdot dz};$$

здесь $\rho(z)$ — плотность ионов по треку,

θ — угол между направлением вылета α -частицы и перпендикуляром к поверхности электродов.

Аналогично для случая собирания электронов на электроде I имеем:

$$\varphi_1 = - \frac{Ne}{C} (1 - f_2) \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta. \quad (1.15)$$

V_1 и φ_1 определяют величину импульса и моменту, когда все электроны собраны на одном из электродов. В камере, работающей на электронном собирании (а мы рассматриваем только такой случай) движение положительных ионов несущественно. Поэтому V_1 и φ_1 в этом случае определяют амплитуды импульсов. Если $f_2 = 0$ (второй электрод заземлен по высокой частоте), то формулы получают совсем простой вид:

$$V_1 = \frac{Ne}{C} \left(1 - \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta\right), \quad (1.16)$$

$$\varphi_1 = - \frac{Ne}{C} \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta. \quad (1.17)$$

Из формул (1.14 — 1.17) видно, что амплитуда импульсов в двухэлектродной камере, работающей на электронном собирании, зависит не только от числа пар ионов (а, следовательно, от

энергии α -частицы), но и от угла вылета α -частицы. Это означает, что V_1 и φ_1 не могут быть использованы для измерения энергии α -частиц. С другой стороны, зависимость амплитуды импульсов от угла вылета α -частицы позволяет использовать эти импульсы для измерения угловых распределений α -частиц.

§ III. Расчёт импульсной ионизационной камеры

с сеткой.

I. Метод измерения коэффициента прозрачности

сетки.

В § II было показано, что амплитуда импульсов в двухэлектродной камере зависит не только от энергии α -частицы, но и от ориентации трека в камере, и что эта угловая зависимость связана с воздействием положительных ионов на электрод. Поэтому для того, чтобы измерять энергию α -частицы, необходимо прежде всего избавиться от этого воздействия. Для уменьшения влияния положительных ионов существует ряд методов, лучшим из которых является введение экранирующей сетки между собирающим электродом и областью ионизации. Принципиальное устройство ионизационной камеры с сеткой показано на рисунке I.2.

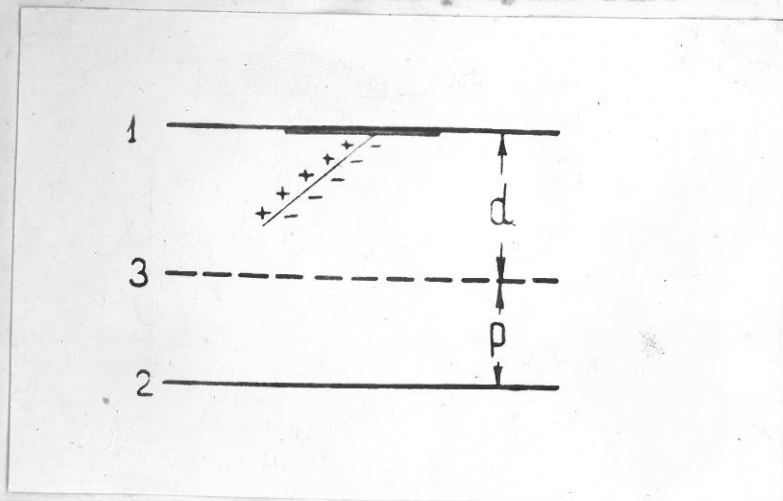


Рис. I.2.

Источник α -частиц помещен на высоковольтном электроде 1. Эмиттируемые из источника частицы останавливаются в объеме между высоковольтным электродом 1 и сеткой 3, производя ионизацию наполняющего камеру газа. Под действием приложенных электрических полей образовавшиеся при ионизации электроны проходят сквозь сетку и попадают на собирающий электрод 2.

Если считать, что индукционное влияние положительных ионов на собирающий электрод полностью уничтожается экранирующим действием сетки, то амплитуда импульсов на собирающем электроде определится выражением:

$$V_2 = -\frac{Ne}{C}, \quad (1.18)$$

где N — число пар ионов,

e — заряд электрона,

C — емкость собирающего электрода относительно земли.

Поскольку N определяется энергией ионизирующей частицы, то можно использовать импульсы с собирающего электрода для определения величины этой энергии. Однако в действительности сетка обладает некоторой прозрачностью, вследствие чего амплитуда импульсов уменьшается на величину потенциала V^+ , возникающего на собирающем электроде под действием цепочки положительных ионов, находящихся между высоковольтным электродом и сеткой:

$$V_2 = -\left(\frac{Ne}{C} - V^+\right) \quad (1.19)$$

Недостаточная экранировка может привести, во-первых, к ошибке при измерении энергии ионизирующих частиц, во-вторых, к ухудшению разрешающей способности спектрометра, так как величина V^+ зависит от ориентации трека. Теоретическому рассмотрению вопроса о прозрачности сетки посвящена работа Бунемана и др. / 16 /.

В этой работе используется метод конформных отображений. Расчёт очень сложен и, кроме того, выполнен при некоторых упрощающих предположениях. Какой-либо экспериментальной проверки результатов расчёта до сих пор, фактически, не проводилось. Ниже излагается метод экспериментального определения коэффициента прозрачности сетки в ионизационной камере, а также проводится сравнение экспериментальных данных с результатами расчёта Бунемана и др.

Метод экспериментального определения величины V^+ .

При определении потенциала V^+ , возникающего на собирающей электроде под действием положительных ионов, можно воспользоваться теоремой взаимности Грина. Определим сначала потенциал V_i^+ , наводимый на собирающий электрод i -ым положительным ионом, находящимся на расстоянии x от электрода I. Применяя теорему Грина, можно легко показать, что

$$V_i^+ = + \frac{e}{c} \cdot \frac{f(x)}{U}, \quad (1.20)$$

где $f(x)$ — потенциал в точке на расстоянии x от электрода I, возникающий при следующих условиях: высоковольтный электрод и сетка заземлены, собирающий электрод находится при потенциале U , а заряд удален из системы. Распределение потенциалов для этого случая показано на рис. I.3.

Нас интересует область между высоковольтным электродом и сеткой. На достаточном расстоянии от сетки поле E_d постоянно. (Это справедливо, когда расстояние от сетки превышает $\sim 5h$, где h — расстояние между проволоками сетки). Тогда

$$f(x) = E_d \cdot x. \quad (1.21)$$

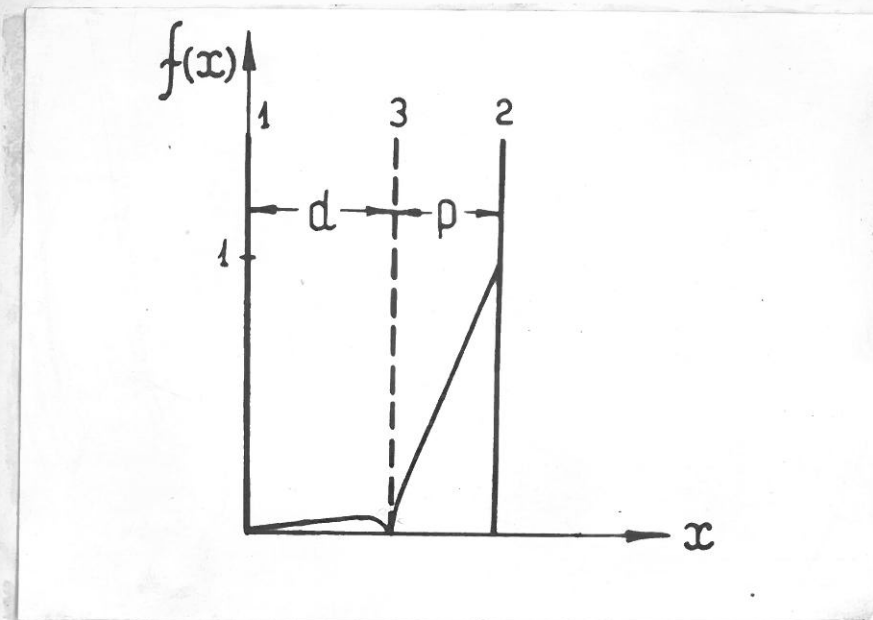


Рис. 1.3.

Распределение потенциалов при определении коэффициента прозрачности сетки.

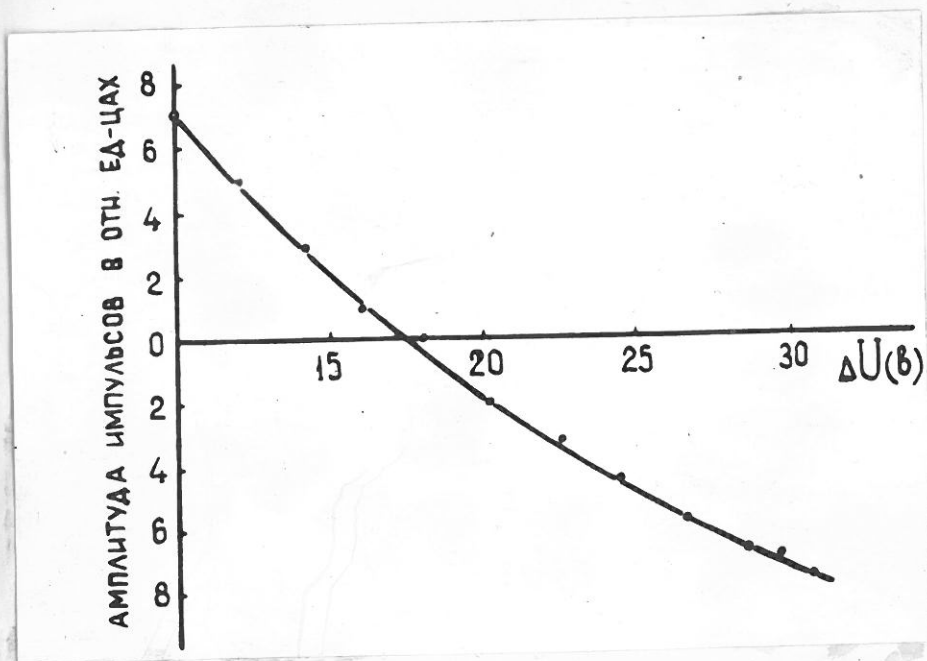


Рис. 1.4.

Зависимость амплитуды импульсов на высоковольтном электроде от величины компенсирующего напряжения.

Для определения V^+ остается просуммировать выражение (1.20) по всем ионам:

$$V^+ = \sum_{i=1}^N V_i^+ = \frac{Ne \cdot \bar{R} \cdot \cos \theta}{C} \cdot \frac{E_d}{U} \quad (1.22)$$

здесь \bar{R} - среднее расстояние ионов от начала трека,
 θ - угол между направлением трека и перпендикулярном к поверхности электродов.

Таким образом, задача определения влияния положительных ионов на собирающий электрод свелась к определению напряженности поля в описанных выше условиях. Как мы сейчас покажем, величина E_d может быть легко получена экспериментально. Для этого в камере задается следующий режим. Камера наполняется чистым аргоном, на собирающий электрод подается достаточно высокое напряжение $U \approx 2000$ в, а сетка и высоковольтный электрод остаются при нулевом потенциале. Давление в камере устанавливается таким, чтобы α -частицы, испускаемые из источника, помещенного на высоковольтном электроде, останавливались на достаточном расстоянии от сетки, где поле еще линейно. Проникающее за сетку поле E_d вытягивает часть образовавшихся при ионизации электронов и на собирающем электроде возникает импульс. Затем на высоковольтный электрод подается такое компенсирующее положительное напряжение ΔU , при котором импульсы исчезают. Исчезновение импульсов означает равенство компенсирующего поля E'_d и E_d . E'_d может быть определено по величине компенсирующего напряжения ΔU на высоковольтном электроде:

$$E'_d = E_d = \frac{\Delta U}{d} \quad (1.23)$$

где d - расстояние от высоковольтного электрода до сетки.

(Строго говоря, нужно было бы учесть еще проникновение компенсирующего поля за сетку, но это внесет лишь малую поправку, несущественную в данном случае). Подставляя (1.23) в (1.22), получаем:

$$V^+ = \frac{Ne}{C} \cdot \frac{\Delta U}{U} \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta . \quad (1.24)$$

Таким образом, для определения V^+ -потенциала, возникающего на собирающем электроде под действием положительных ионов, необходимо провести лишь элементарный опыт по определению величины компенсирующего напряжения ΔU . Особенно удобным является то, что опыт проводится точно в тех же условиях, что и основные измерения, т.е. не требуется никакой перестройки в камере или использования какой-либо дополнительной аппаратуры. Точность описанного метода определяется, в основном, точностью установления момента компенсации. Для повышения чувствительности лучше использовать в качестве наполняющего газа чистый аргон, так как в этом случае импульсы получают значительной амплитуды уже при слабых полях, и, кроме того, увеличить напряжение на собирающем электроде. Более надежные результаты получаются, если для определения момента компенсации использовать импульсы с высоковольтного электрода, поскольку в этом случае можно проследить за изменением знака импульсов и точнее определить момент их исчезновения (рис. 1.4). Таким способом можно измерить величину $\frac{\Delta U}{U}$ с точностью 3-5%.

Сравнение экспериментальных данных с результатами
расчётов Бунемана.

Описанный выше метод можно использовать для проверки расчётов Бунемана и др. / 16 /. Пользуясь результатами этих расчётов, можно вывести формулу для определения V^+ :

$$V^+ = \frac{Ne \cdot \bar{R} \cdot \cos \theta}{C \cdot d} \cdot \sigma, \quad (1.25)$$

где σ - носит название коэффициента прозрачности сетки и определяется ее параметрами:

$$\sigma = \frac{\ell}{\rho + \ell}, \quad (1.26)$$

$$\ell = \left(\frac{1}{4}\rho^2 - \ln \rho\right) \frac{h}{2\pi}, \quad \rho = 2\pi \cdot \frac{z}{h}, \quad (1.27)$$

здесь ρ - расстояние между собирающим электродом и сеткой,
 z - радиус проволоки сетки,
 h - расстояние между проволоками.

Сравнивая (1.25) с (1.24), замечаем, что они полностью совпадают, если положить:

$$\frac{\Delta U}{U} = \sigma. \quad (1.28)$$

Это соотношение и может быть использовано для сопоставления экспериментальных и расчётных данных. В таблице I.1 приведены результаты такого сравнения, проведённого для двух сеток. При этом $\sigma_{\text{расч.}}$ и $\sigma_{\text{эксп.}}$ определялись по формулам (1.26) и (1.28), соответственно. Из таблицы видно, что экспериментальные данные несколько ниже расчётных, причём для более прозрачной сетки № 2 расхождение больше (20%) и выходит далеко за пределы ошибок эксперимента. Тем не менее можно считать, что, поскольку обычно работают с малопрозрачными сетками (такими, например, как сетка № 1), то использование формулы Бунемана вполне допустимо.

Таблица I.1

N°	z	h	ρ	σ _{расч.}	σ _{эксп.}
	мм	мм	мм		
1	0,05	1,5	58	0,0065	0,0061
2	0,05	3,0	58	0,0185	0,0143

Условие прохождения электронов сквозь сетку.

Этот вопрос был рассмотрен в работе /16/. На основании проведённых расчётов получена следующая формула, характеризующая условие полного прохождения электронов сквозь сетку:

$$\frac{E_p}{E_d} \geq \frac{1+\rho+2\rho\cdot\frac{l}{p}}{1-\rho-2\rho\cdot\frac{l}{p}}, \quad (1.29)$$

или, поскольку $\frac{l}{p}$ - мало,

$$\frac{E_p}{E_d} \geq \frac{1+\rho}{1-\rho}. \quad (1.30)$$

Здесь обозначения те же, что и в формуле (1.26).

Для сеток № 1 и № 2 отношение полей $\left(\frac{E_p}{E_d}\right)_{\min}$ равно 1,54 и 1,23, соответственно. На практике для более надежной работы величина E_p устанавливается несколько большей:

$$\frac{E_p}{E_d} \approx 1,5 \left(\frac{E_p}{E_d}\right)_{\min}$$

При этом, как показывает опыт работы с нашим спектрометром, оседание электронов на сетке практически не наблюдается ($< 0,05\%$).

Камера с двумя сетками.

В некоторых случаях степень экранировки, обеспечиваемая одной сеткой, является недостаточной. Так, при работе с α -частицами большой энергии (~ 8 Мэв), даже при использовании малопрозрачной сетки № 1, величина V^+ достигнет 0,36 % от V_2 , т.е. 30 кэв. При прецизионных измерениях желательно уменьшить эту величину хотя бы на порядок. Такое уменьшение прозрачности сетки, практически, невозможно осуществить изменением параметров сетки или расстояний между электродами. С другой стороны, эта задача легко решается введением второй сетки. Можно показать, что общий коэффициент прозрачности будет равен произведению

коэффициентов прозрачности обеих сеток:

$$\sigma = \sigma_4 \cdot \sigma_3,$$

где:

$$\sigma_4 = \frac{l_4}{p}, \quad \sigma_3 = \frac{l_3}{q}; \quad (1.31)$$

здесь p - расстояние между собирающим электродом и сеткой,

q - расстояние между сетками,

l_3 и l_4 - определяются параметрами сеток (1.27).

Таким путём прозрачность может быть снижена в десятки раз.

Так, используя сетки № 1 и № 2, удается уменьшить величину V^+ до $\sim 0,5$ кэв для α -частиц с энергией 8,8 Мэв. При этом можно сравнительно легко обеспечить условия прохождения электронов сквозь обе сетки. (см. гл. 2). Метод экспериментального определения величины общего коэффициента прозрачности остается точно тем же, что и для одной сетки.

2. Расчёт импульсов, возникающих на высоковольтном электроде и сетке.

Как было показано, амплитуда импульсов на собирающем электроде камеры с сеткой V_2 определяется энергией α -частиц.

В работе /27/ было предложено одновременно с импульсами с собирающего электрода использовать импульсы с высоковольтного электрода или сетки. Легко показать, что амплитуда импульсов, возникающих на высоковольтном электроде камеры будет точно той же, что и в случае двухэлектродной камеры, когда электроны собираются на электроде 2 (рис. I.1) при условии, что этот электрод заземлен. Действительно, после того, как электроны пройдут за сетку, их действие на высоковольтный электрод превращается точно так же, как и в случае собирания электронов на заземленном электроде. Поэтому амплитуда импульсов на электро-

де I в обоих случаях определяется лишь действием положительных ионов. Поскольку, кроме того, распределение полей в области между высоковольтным электродом и сеткой, практически, то же, что и в двухэлектродной камере, то можно считать оба этих случая совершенно эквивалентными и воспользоваться результатами, полученными в § II:

$$V_1 = \frac{Ne}{C} \left(1 - \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta\right) \quad ; \quad (I.32)$$

здесь C — емкость высоковольтного электрода относительно земли,
 d — расстояние между высоковольтным электродом и сеткой.

Таким образом, амплитуда импульсов V_1 зависит как от энергии α -частиц, так и от угла вылета. Изучая распределение импульсов V_1 по амплитуде в совпадении с импульсами V_2 , можно тем самым получить угловое распределение α -частиц заданной энергии.

Использование импульсов с сетки для угловых измерений. ✓

Если по каким-либо причинам оказывается невозможным или нежелательным снимать импульсы с высоковольтного электрода, то для угловых измерений могут быть использованы импульсы с сетки. Заметим, однако, что при таком использовании сетки приходится не заземлять её по высокой частоте, вследствие чего она, фактически, перестает быть экраном. Это заставляет вводить в камеру вторую сетку, которая и выполняет функции экрана (рис. I.5). При движении электронов к собирающему электроду импульс напряжения на сетке имеет сначала отрицательную полярность и достигает максимума, равного

$$V_3 = -\frac{Ne}{C_3} \left(1 - \frac{R'}{d} \cos \theta\right) \quad , \quad (I.33)$$

где C_3 — полная емкость сетки относительно земли.
 R' — с точностью $\sim 5\%$ равно пробегу в газе камеры

при условии, что к концу пробега плотность ионизации возрастает. Затем импульс напряжения меняет знак и, к моменту, когда все электроны уйдут за вторую сетку становится равным:

$$V_4 = \frac{Ne}{C_3} \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta \quad (1.34)$$

Выражение (1.34) легко получить, почти полностью повторяя расчёт двухэлектродной камеры и учитывая тот факт, что электроны, ушедшие за вторую сетку, перестают оказывать какое-либо воздействие на первую сетку. Что же касается формулы (1.33), то вывод её гораздо более сложен. Она была выведена ранее /27/ лишь для случая равномерной ионизации вдоль трека.

Ниже приводится расчёт амплитуды отрицательных импульсов на сетке для общего случая неравномерной ионизации, увеличивающейся к концу трека. Используя теорему Грина, можно вычислить потенциал V_i , возникающий на сетке под действием заряда e , находящегося на расстоянии x от высоковольтного электрода (рис.1.5):

$$V_i = \frac{e}{C_3} f(x), \quad (1.35)$$

где $f(x) = \frac{x}{d}$, если $0 \leq x \leq d$; (1.36)

$f(x) = 1 - \frac{x-d}{q}$, если $d \leq x \leq d+q$. (1.37)

Амплитуда импульса на сетке обусловлена суммарным действием образовавшихся при ионизации положительных ионов и электронов:

$$V = V^+ + V^- \quad (1.38)$$

Используя (1.35) и (1.36) и производя суммирование по всем положительным ионам, получаем:

$$V^+ = \frac{Ne}{C_3} \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta, \quad (1.39)$$

где \bar{R} - среднее расстояние положительных ионов от начала трека

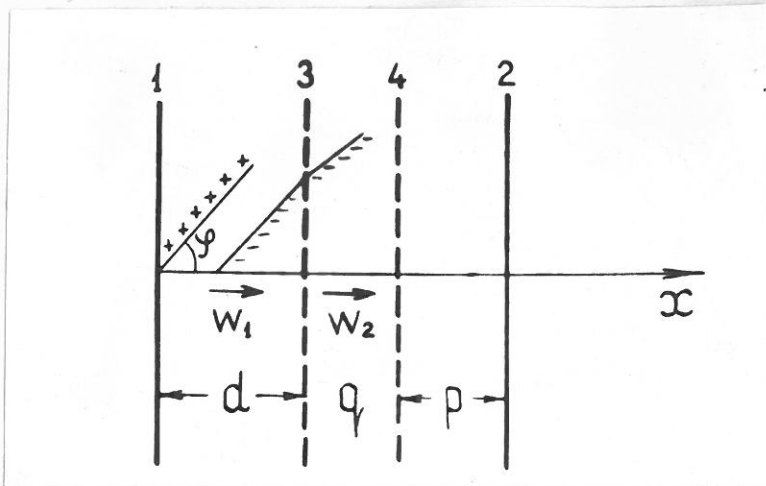


Рис. I.5.

Определим теперь потенциал, возникающий на сетке под действием электронов. Основываясь на формулах (I.35) - I.37), можно показать, что максимальное значение этого потенциала будет достигнуто, когда часть электронов пройдет сквозь сетку и когда будет выполнено следующее условие:

$$\frac{w_1 N_1}{d} = \frac{w_2 N_2}{q} \quad (I.40)$$

Здесь w_1 и N_1 - скорость дрейфа и число электронов в области высоковольтный электрод-сетка;

w_2 и N_2 - скорость дрейфа и число электронов в области между сетками;

q - расстояние между сетками.

Из (I.40) следует, что амплитудное значение импульсов достигается тогда, когда определённая, одна и та же для всех углов θ , часть электронов пройдёт за сетку. Имея в виду, что $N_1 + N_2 = N$, преобразуем (I.40):

$$N_1 = \frac{N}{1+\eta} \quad , \quad N_2 = \frac{\eta}{1+\eta} N \quad , \quad (I.41)$$

где

$$\eta = \frac{w_1}{w_2} \cdot \frac{q}{d} \quad (I.42)$$

Далее, используя выражения (1.35) и (1.36) и производя суммирование по всем N_1 электронам, находящимся слева (рис. 1.5) от сетки в момент достижения импульсом амплитудного значения, можно определить потенциал V_n^- , наводимый на сетку этой частью электронов:

$$V_n^- = -\frac{N_1 e}{C_3} \left(1 - \frac{\bar{z}_1}{d} \cos \theta\right), \quad (1.43)$$

где \bar{z}_1 — среднее расстояние электронов, находящихся в момент достижения импульсом амплитудного значения слева от сетки, до точки соприкосновения цепочки электронов с сеткой. Аналогичные вычисления для электронов, находящихся справа от сетки, приводят к следующему результату:

$$V_n^- = -\frac{N_2 e}{C_3} \left(1 - \frac{\bar{z}_2}{d} \frac{W_2}{W_1} \cos \theta\right). \quad (1.44)$$

При выводе формулы (1.44) было учтено преломление и изменение длины трека у сетки, обусловленное различием в скоростях дрейфа по разные стороны сетки. Входящая в (1.44) величина \bar{z}_2 есть среднее расстояние электронов, находящихся справа от сетки, до точки соприкосновения цепочки электронов с сеткой при отсутствии преломления трека (т.е. при $W_1 = W_2$). Складывая (1.39), (1.43), (1.44), учитывая (1.41) и считая, что во время движения электронов положительные ионы остаются на месте, получаем следующее выражение для амплитуды отрицательных импульсов на сетке:

$$V_3 = -\frac{N e}{C_3} \left(1 - \frac{R'}{d} \cos \theta\right), \quad (1.45)$$

где

$$R' = \frac{\bar{z}_1 + \bar{z}_2 + \bar{R} (1 + \eta)}{1 + \eta}. \quad (1.46)$$

Приведённый расчёт справедлив, если к моменту достижения импульсом амплитудного значения электроны еще не достигают второй сетки. Используя (I.40) и считая $W_2 \geq W_1$, можно показать, что это действительно имеет место, если только плотность ионизации трека равномерна, либо возрастает к концу трека. Для оценки величины R' в случае ионизации α -частицами воспользуемся приближенными равенствами:

$$\bar{v}_1 = \frac{R - \bar{R}}{1 + \eta}, \quad \bar{v}_2 = \frac{\eta}{1 + \eta} \bar{R}, \quad \bar{R} \approx 0,6R \quad (I.47)$$

Подставляя (I.47) в (I.46), получаем:

$$R' = R \frac{1 + 0,6\eta(3 + \eta)}{(1 + \eta)^2} = R \cdot \xi_\alpha(\eta) \quad (I.48)$$

Таким образом, отличие R' от величины пробега α -частицы R определяется величиной η . В реальных случаях η может принимать значения 0,1 - 0,4. Соответствующие значения ξ_α приведены в таблице I.2. В случае равномерной ионизации вдоль трека в формуле (I.48) нужно заменить коэффициент 0,6 на 0,5. Значения ξ равн. для этого случая также приведены в таблице.

Таблица I.2

η	0,1	0,2	0,3	0,4
ξ_α	0,98	0,96	0,95	0,92
ξ равн.	0,96	0,92	0,89	0,86

Как видно из таблицы, R' мало отличается от R и довольно слабо зависит как от рода ионизирующей частицы, так и от величины η . Это также означает, что зависимость

от скорости дрейфа очень мала, тем более, что в (1.46) входит отношение скоростей дрейфа. Такая зависимость была бы нежелательна ввиду нестабильности величины скорости дрейфа.

Таким образом, амплитуда импульсов с сетки (как положительных, так и отрицательных) зависит от угла вылета α -частицы, что позволяет использовать эти импульсы для измерения угловых распределений α -частиц.

Из изложенного в настоящей главе можно сделать следующие выводы.

1. Введение в камеру экранирующей сетки позволяет резко ослабить индукционное действие положительных ионов на собирающий электрод, причём остаточное влияние может быть измерено экспериментально с большой точностью. В случае необходимости влияние положительных ионов может быть полностью устранено введением второй экранирующей сетки. Таким образом, ионизационная камера с сеткой, по крайней мере, в принципе может быть использована для прецизионных измерений величины ионизации, производимой α -частицами в газе, наполняющем камеру.

2. Одновременно с энергией α -частиц ионизационная камера с сеткой позволяет измерять их угловое распределение, для чего могут быть использованы импульсы с высоковольтного электрода, либо сетки. В том случае, когда при изучении углового распределения частиц не требуется разделение их ^{по} энергии, может быть использована двухэлектродная камера.^{x/}

^{x/} Сравнительное обсуждение различных вариантов использования ионизационной камеры для угловых измерений проведено в главе 4.

Г Л А В А 2

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СМЕСИ АРГОНА С МЕТАНОМ КАК

НАПОЛНИТЕЛЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ.

Для работы импульсной ионизационной камеры с электронным собиранием большое значение имеет выбор рабочего газа и режима работы (т.е. напряжений на электродах) камеры. Рабочий газ и напряжения выбираются из условий, чтобы, во-первых, была устранена рекомбинация образовавшихся при ионизации электронов с положительными ионами; во-вторых, не было заметного "прилипания" электронов к нейтральным молекулам; в-третьих, было обеспечено прохождение электронов сквозь сетку. Кроме того, подвижность электронов в газе должна быть достаточно высокой с тем, чтобы обеспечить быстрое собирание электронов на собирающем электроде. Очень удобной во всех отношениях оказалась смесь аргона и метана, рекомендованная в работе / 28 /. Ниже приводятся результаты исследования свойств этой смеси с точки зрения использования ее в импульсной ионизационной камере. Измерения проводились с помощью ионизационной камеры с сеткой. Газовая смесь составлялась из промышленного чистого аргона ($Ar - 99,9\%$, $O_2 - 0,02\%$, $N_2 - 0,08\%$, $CO_2 - 0,005\%$) и промышленного метана, причём не производилось никакой дополнительной очистки газа.

Скорость дрейфа электронов в газе.

Для измерения скорости дрейфа использовалась разница во времени появления импульсов от α -частиц на собирающем и высоковольтном электродах / 21 /, определяемая формулой:

$$t = \frac{d - R \cdot \cos \theta}{W} \quad (2.1)$$

где d — расстояние между высоковольтным электродом и сеткой,
 R — пробег α -частиц,
 θ — угол вылета α -частицы относительно перпендикуляра
 к поверхности электродов,
 W — скорость дрейфа электронов в области высоковольтной
 электрод-сетка.

При изменении угла вылета от 0 до $\frac{\pi}{2}$ t меняется от $t_{\text{мин}}$
 до $t_{\text{макс}}$, причём

$$\Delta t = t_{\text{макс.}} - t_{\text{мин.}} = \frac{R}{W} \quad (2.2)$$

Зная величину пробега R и определяя Δt из полученного
 экспериментально распределения α -частиц по времени запаздыва-
 ния, можно определить W . Погрешность измерения при этом не
 превышает 20%, причём точность относительных измерений значи-
 тельно выше.

На рис. 2.1 приведена зависимость скорости дрейфа W от
 отношения ε/p , (где ε — напряженность электрического поля,
 p — давление газа), при разном процентном содержании метана
 в аргоне. Как видно из рисунка, скорость дрейфа электронов в
 химически чистом аргоне очень низка (0,3 см/мксек). Это приво-
 дит к очень большому времени собирания электронов (~ 15 мксек)
 и делает чистый аргон, практически, непригодным для использова-
 ния в ионизационной камере, особенно при больших нагрузках.
 С добавлением метана к аргону скорость дрейфа электронов резко
 возрастает. Уже при содержании метана 0,25 % она увеличивается
 более, чем втрое. При 5%-ном содержании метана время собирания
 электронов в камере может быть доведено до 0,7 мксек.

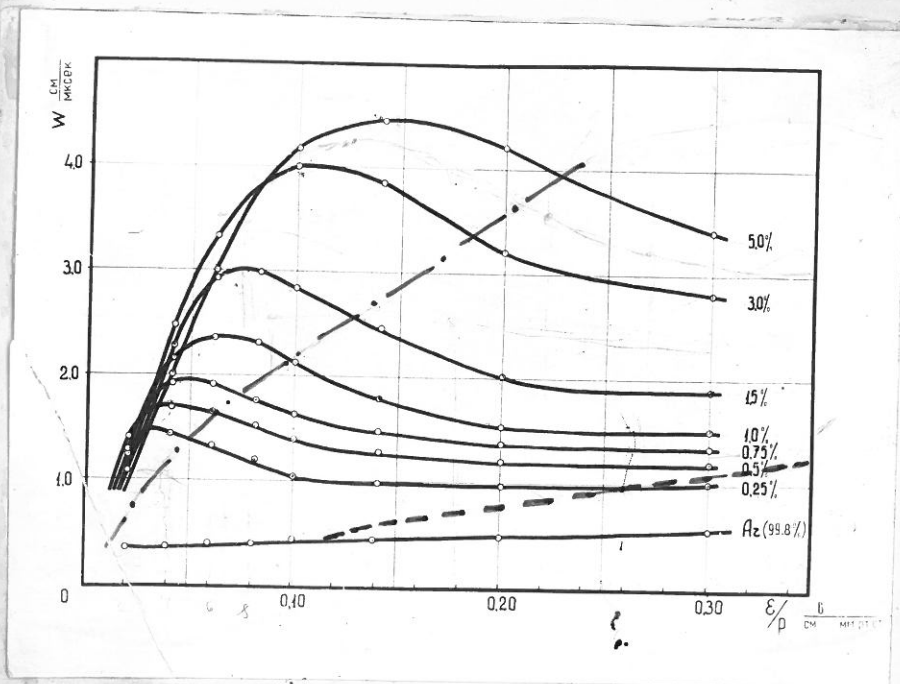


Рис. 2.1.

Зависимость скорости дрейфа от отношения

ϵ/p .

Рис. 2.2.

Зависимость амплитуды импульсов от величины поля

- а). в области высоковольтный электрод - сетка,
- б). в области сетка - собирающий электрод.

Рекомбинация ионов и величина насыщающего поля.

Часть электронов, образовавшихся в результате ионизации газа ионизирующей частицей, может быть потеряна вследствие рекомбинации их с положительными ионами. С увеличением приложенного электрического поля вероятность рекомбинации уменьшается. Полное устранение рекомбинации является определяющим условием при установлении напряжения между высоковольтным электродом и сеткой. В спектрально чистом аргоне рекомбинация полностью устраняется уже при приложении слабого электрического поля ($7 \frac{В}{см}$ при 760 мм рт.ст.). Однако с добавлением метана величина насыщающего напряжения значительно возрастает. Для определения этой величины измерялась зависимость амплитуды импульсов на собирающем электроде от величины потенциала на высоковольтном электроде. При этом потенциал сетки оставался неизменным, а потенциал собирающего электрода устанавливался таким образом, чтобы обеспечить прохождение электронов сквозь сетку. Результаты измерений для разного содержания метана приведены на рис. 2.2, где амплитуда импульсов представлена как функция отношения ϵ/p . Из графиков на рис. 2.2 можно определить величину минимального насыщающего поля (ϵ/p) мин. На рис. 2.3 приведена зависимость (ϵ/p) мин от процентного содержания метана в аргоне.

Эффект "прилипания" и величина максимально допустимого поля.

Поле в области сетка-собирающий электрод устанавливается из условия обеспечения полного прохождения электронов сквозь сетку. Обычно это условие выполняется при

$$\epsilon_{II} \geq 2,5 \epsilon_I, \quad (2.3)$$

где ϵ_I — напряженность поля в области высоковольтный электрод-сетка;

ϵ_{II} — напряженность поля в области сетка-собирающий электрод

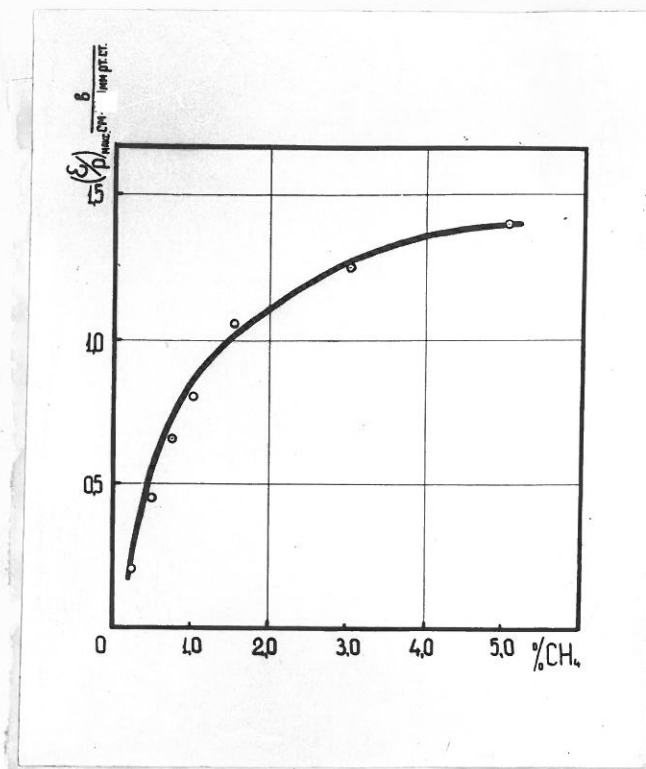


Рис. 2.3.

Зависимость величины насыщенного поля от содержания метана.

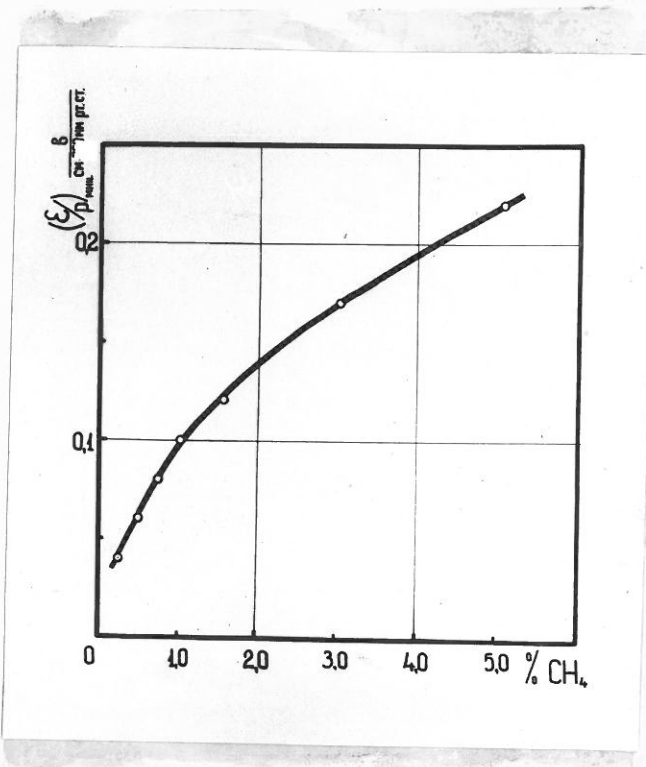


Рис. 2.4.

Зависимость величины максимально допустимого поля от содержания метана.

Однако оказывается, что с увеличением поля амплитуда импульсов на собирающем электроде начинает падать. Этот эффект, по-видимому, связан с увеличением вероятности "прилипания" электронов и подробнее будет обсуждаться ниже. Экспериментально величина максимально допустимого напряжения $(\epsilon/p)_{\text{макс.}}$ определялась следующим образом. На высоковольтном электроде устанавливалось некоторое напряжение, достаточное для устранения рекомбинации, а на собирающем электроде потенциал увеличивался до тех пор, пока не начинала падать амплитуда импульсов. Результаты этих измерений приведены на рис. 2.2. Определенные из графиков на рис. 2.2 значения максимально допустимого поля $(\epsilon/p)_{\text{макс.}}$ в зависимости от содержания метана приведены на рис. 2.4. Сравнивая графики на рис. 2.3 и 2.4, легко видеть, что для всех исследованных смесей аргона с метаном выполняется приближенное равенство:

$$(\epsilon/p)_{\text{макс.}} \cong 7(\epsilon/p)_{\text{мин.}} \quad (2.4)$$

Это означает, что условие (2.3) прохождения электронов сквозь сетку может быть легко выполнено. Более того, оно может быть выполнено и при введении второй сетки, что бывает необходимо в некоторых случаях. Таким образом, камера, наполненная смесью аргона с метаном, обладает достаточно широким плато (несколько сотен вольт), что гарантирует высокую стабильность амплитуды импульсов как во времени, так и относительно источников питания.

Средняя энергия электронов в газе и объяснение экспериментальных зависимостей.

I. Для объяснения поведения электронов в газе интересно было бы знать среднюю энергию движения электронов. Ионизационная камера непосредственно не даёт возможности измерить эту

величину. Однако можно воспользоваться методом, использованным нами ранее / 29 / для определения энергии электронов в спектрально чистом аргоне. Сущность метода может быть пояснена следующим образом. Поведение электронов в газе описывается уравнениями диффузионной теории Таунсенда:

$$W^2 = 0,407 \cdot f u^2, \quad (2.5)$$

$$W = 0,815 \left(\frac{e}{m}\right) \cdot \left(\frac{\epsilon}{p}\right) \cdot \left(\frac{\lambda}{u}\right), \quad (2.6)$$

где u — средняя скорость движения электронов;

f — средняя доля энергии, теряемой при одном столкновении;

λ — длина свободного пробега электронов в газе.

Из уравнения (2.6) видно, что отношение величин $\frac{W}{\epsilon/p}$ определяет величину $\frac{\lambda}{u}$. Используя для определения этого отношения кривые на рис. 2.1, мы вычислили величину $\frac{\lambda}{u}$ в зависимости от ϵ/p для каждой из смесей. Это же отношение $\frac{\lambda}{u}$ определено Таунсендом и Бэйли / см. 29 / в зависимости от энергии электронов. Сравнивая эти две зависимости, можно получить энергию электронов как функцию отношения ϵ/p . Результаты расчётов приведены на рис. 2.5. Там же приведены данные для спектрально чистого аргона.

Из сравнения графиков видно, что добавление к аргону небольших количеств метана приводит к резкому уменьшению энергии электронов. Этот эффект легко объясняется следующим образом. Средняя энергия движения электронов в газе E при данном значении отношения ϵ/p определяется энергией нижних уровней возбуждения молекул газа, а именно, она не может быть значительно больше этой энергии, так как в этом случае возникают неупругие столкновения электронов с молекулами. В чистом аргоне средняя энергия электронов довольно высока вследствие того, что

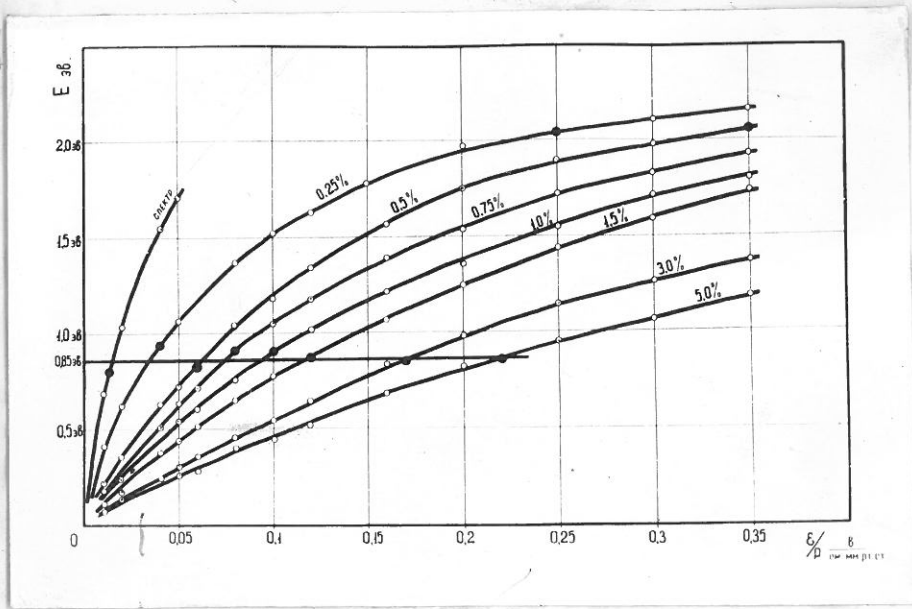


Рис. 2.5.

Зависимость средней энергии электронов от отношения $\frac{\epsilon}{\rho}$.

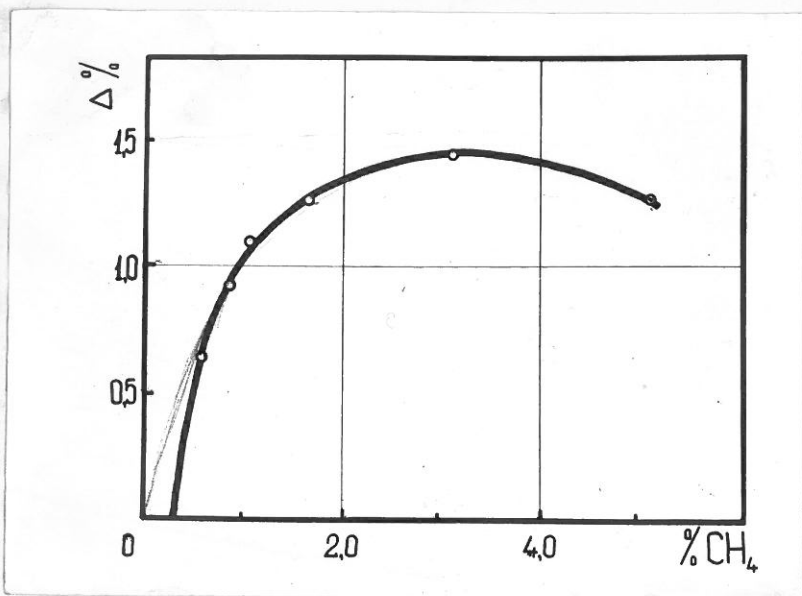


Рис. 2.6.

Увеличение ионизации при добавлении метана.

его уровни возбуждения лежат при энергии ~ 10 эв. При добавлении не примеси, молекулы которой имеют много низколежащих уровней ~ 1 эв, как это имеет место в случае метана, средняя энергия электронов резко снижается.

2. Полученные результаты могут объяснить характер зависимостей, представленных на рисунках 2.1 — 2.4. Так, из формулы (2.6) следует, что с уменьшением энергии должна возрастать скорость дрейфа электронов. Однако за счёт этого эффекта W может увеличиться не более, чем в 3 раза, поскольку энергия уменьшается не более, чем в 10 раз. Дополнительное возрастание скорости дрейфа связано с тем, что при уменьшении средней энергии электронов становится существенным увеличение длины свободного пробега λ вследствие эффекта Рамзауэра-Таунсенда. Сравнивая графики на рисунках 2.1 и 2.5, можно показать, что максимум на кривых, выражающих зависимость W от ε/p , всегда имеет место при энергии электронов $E \approx 0,5$ эв, что и является доказательством приведенного выше утверждения (согласно Таунсенду λ максимальна при $E = 0,45$ эв).

3. На рис. 2.5 выделены значения минимальных насыщающих и максимально допустимых полей. Интересно, что насыщение во всех исследованных смесях (включая спектрально-чистый аргон) достигается при одной и той же средней энергии электронов ($\sim 0,85$ эв). Этот факт означает, что определяющей в эффекте рекомбинации является не скорость дрейфа электронов и не коэффициент диффузии (в данном случае обе эти величины убывает с ростом ε/p при $\varepsilon/p > (\varepsilon/p)_{\text{мин}}$), а именно энергия электронов. Иными словами, можно утверждать, что сечение захвата электрона положительными ионами σ_c резко убывает с ростом энергии электрона. Это утверждение находится

в качественном согласии с результатом расчётов Милна / 30 /, в которых процесс рекомбинации рассматривается как обратный процессу фотопоглощения: $\sigma_c \sim \frac{1}{u^2}$. Анализируя данные по фотопоглощению в случае Cs, Молер / 31 / нашёл, что зависимость $\sigma_c(u)$ еще более резкая, чем обратно квадратичная, что также согласуется с нашими результатами.

Следует, однако, иметь в виду, что возможно и другое объяснение падения амплитуды импульсов с уменьшением поля. Как известно / 32 /, сечение захвата электронов нейтральными молекулами кислорода имеет резкий максимум при $E \approx 0,3$ эв, что также может привести к уменьшению амплитуды импульсов при малой энергии электронов. Однако в пользу первого варианта объяснения говорят результаты опыта со спектрально-чистым аргоном, а также тот факт, что нам не удалось наблюдать разницы в величине насыщающего поля для треков, ориентированных параллельно и перпендикулярно полю. По-видимому, в случае смеси аргон + метан эффект прилипания имеет место, но при полях, существенно меньших, чем (ϵ/p) мин.

4. Падение амплитуды импульсов при больших полях наступает при $E \approx 2$ эв (рис. 2.5), что соответствует второму резонансу в сечении захвата электронов кислородом. Поэтому вероятным объяснением уменьшения амплитуды импульсов в данном случае является эффект прилипания электронов к нейтральным молекулам кислорода. В опыте со спектрально чистым аргоном такого эффекта не наблюдалось.

Увеличение ионизации при добавлении метана к аргону.

Как видно из рис. 2.2 и 2.6, с добавлением метана возрастает максимальная амплитуда импульсов, то-есть увеличивается производимая α -частицей ионизация (этот эффект наблюдался

также в работах /33,34 /. Увеличение ионизации происходит, по-видимому, за счёт ионизации молекул метана при столкновении с возбужденными атомами аргона. С дальнейшим увеличением содержания метана величина произведенной ионизации падает. Это связано с тем, что энергия, идущая на образование одной пары ионов в метане, больше, чем в аргоне.

Выводы

Приведенные на рисунках 2.1 - 2.5 зависимости полностью характеризуют газ с точки зрения его использования в ионизационной камере. Полученные данные говорят о том, что смесь аргон+метан отвечает требованиям, предъявляемым к рабочему газу камеры. При использовании этой смеси время собирания электронов может быть доведено до $I - 0,5$ мксек. Установкой соответствующих напряжений на электродах легко может быть выбран режим работы камеры, когда полностью устранены рекомбинация и прилипание, а также обеспечено прохождение электронов сквозь сетку. Получаемое плато напряжений имеет ширину в несколько сотен вольт. Важным достоинством смеси является то, что она не требует дополнительной очистки. ^{x/}

^{x/} О зависимости величины произведенной в газе ионизации от энергии α -частиц см.гл.4.

Г Л А В А 3

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ИОНИЗАЦИОННОГО α -СПЕКТРОМЕТРА.

Ионизационный спектрометр по светосиле и используемой площади источника на несколько порядков превосходит существующие магнитные спектрометры. К тому же он обладает еще рядом достоинств. К ним прежде всего относится возможность измерения α -спектров в совпадении с сопровождающими α -распад γ -квантами и электронами конверсии, а также возможность измерения α - γ и α - e - угловых корреляций. В связи с этим особый интерес представляет максимальное увеличение разрешающей способности ионизационного α -спектрометра.

Разрешающая способность определяется рядом факторов, которые будут рассмотрены в следующих параграфах. Прежде, чем перейти к этому рассмотрению, укажем на наличие предельной разрешающей способности ионизационного спектрометра, обусловленной флуктуациями числа пар ионов, образованных α -частицами в газе камеры. Согласно проведенной Фано /35/ теоретической оценке, предельная полуширина α -линии (ширина линии на половине её высоты), достижимая в ионизационной камере с газовым наполнением, составляет 18-22 кэв при энергии α -частиц $E_{\alpha} = 6,0$ мэв. Однако эти значения оказываются несколько завышенными. Уже сейчас достигнутая на нашем спектрометре разрешающая способность выше "предельной" (17 кэв при $E_{\alpha} = 5,680$ мэв). Но и это, по видимому, не является пределом. В § 7 обсуждается возможность значительного уменьшения величины флуктуаций в благородных газах и доведения предельной полуширины α -линии в ионизационном α -спектрометре до 4-5 кэв. Однако предельная разре-

шающая способность может быть достигнута лишь при условии полного устранения влияния на разрешающую способность всех других факторов, вследствие чего этому вопросу должно быть уделено самое серьезное внимание.

§ I. Влияние положительных ионов на разрешающую способность.

В главе I было показано, что, поскольку экранировка сеткой не является полной, то амплитуда импульсов, возникающих на собирающем электроде, уменьшается на величину V^+ , обусловленную влиянием положительных ионов:

$$V^+ = \frac{Ne}{C} \cdot \sigma \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta, \quad (3.1)$$

где σ — коэффициент прозрачности сетки.

Поскольку V^+ зависит от угла вылета α -частицы, то это приводит к разбросу в величине амплитуды регистрируемых импульсов. Вместо идеальной линии получается прямоугольное распределение импульсов с шириной прямоугольника Δ , определяемой следующим выражением

$$\Delta = \frac{Ne}{C} \cdot \sigma \cdot \frac{\bar{R}}{d} \quad (3.2)$$

Поскольку $\frac{Ne}{C} \sim E_\alpha$, то (3.2) может быть представлена следующим образом:

$$\Delta = E_\alpha \cdot \sigma \cdot \frac{\bar{R}}{d} \quad (3.3)$$

В последнем случае Δ выражается в тех же единицах, что и E_α (E_α — энергия α -частицы).

Для численной оценки величины Δ воспользуемся значением $\sigma = 0,006$ для сетки № I (гл. I). Полагая далее $\bar{R} = 0,6 R = 0,6 d$, из формулы (3.3) получаем:

$$\begin{aligned} \Delta &= 18 \text{ кэВ} \text{ для } E_{\alpha} = 5 \text{ МэВ и} \\ \Delta &= 29 \text{ кэВ} \text{ для } E_{\alpha} = 8 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

Полученные значения величины Δ являются недопустимо большими и должны быть уменьшены. Как уже указывалось в гл. I, радикальным решением вопроса является введение второй экранной сетки. При этом величина Δ может быть уменьшена в десятки раз, и влияние положительных ионов, практически, полностью устраняется. (Так для $E_{\alpha} = 8$ МэВ величина Δ может быть уменьшена до $\sim 0,5$ кэВ). Однако в большинстве случаев для $E_{\alpha} = 5 \div 6$ МэВ оказывается достаточным одной сетки. При этом ширина Δ может быть уменьшена за счёт следующих факторов.

В проведённой выше оценке мы полагали $\frac{R}{d} = 1$, т.е. пробег α -частицы равен расстоянию от высоковольтного электрода до сетки. Повышая давление в камере, либо увеличивая расстояние d , можно уменьшить отношение $\frac{R}{d}$ в 2-3 раза. Во столько же раз уменьшится и величина Δ . Заметим однако, что уменьшение отношения $\frac{R}{d}$ противоречит условию получения максимальной точности в угловых измерениях. Поэтому этот способ уменьшения величины Δ неприменим, например, при изучении $\alpha - \gamma$ -угловых корреляций.

Далее, из формулы (3.1) видно, что величина Δ может быть уменьшена за счёт введения коллимации. Так, например, при использовании телесного угла $0,25$ от 2π ширина распределения Δ уменьшается в 4 раза. Ясно, однако, что, как и в предыдущем случае, этот метод непригоден при изучении $\alpha - \gamma$ -угловых корреляций. Более того, введение коллимации уменьшает лишь разброс в амплитуде импульсов, но не исключает общего уменьшения амплитуды импульсов, что является существенным при измерении энергии α -частиц.

Наконец, величина Δ может быть сокращена за счёт уменьшения коэффициента прозрачности сетки σ путём соответствующего изменения её параметров. Хотя, как уже указывалось в гл. I, таким способом трудно уменьшить σ более, чем в 2-3 раза по сравнению с прозрачностью сетки № I, в ряде случаев этого может оказаться достаточно.

Из изложенного можно сделать следующие выводы. Во всех вариантах работы ионизационной камеры влияние положительных ионов может быть полностью устранено. При изучении угловых корреляций и при прецизионном измерении энергии α -частиц может оказаться необходимым введение второй экранирующей сетки. В остальных случаях влияние положительных ионов может быть устранено за счёт введения коллимации и уменьшения отношения $\frac{R}{d}$. При этом достаточно одной экранирующей сетки с малым коэффициентом прозрачности.

§ 2. Отношение сигнала к шуму, выбор полосы пропускания усилителя.

Заряд, собираемый на электродах камеры при прохождении одной α -частицы, составляет $\sim 2 \cdot 10^5 e$ (e - заряд электрона), что при величине входной емкости, равной 20 pF, соответствует амплитуде импульсов $\sim 1,5$ мВ. Столь малая величина амплитуды импульсов делает исключительно серьезной проблему получения высокого отношения сигнала к шуму. Заметим сразу, что радиотехнические шумы усилителя являются в настоящее время основным фактором, ухудшающим разрешающую способность ионизационного α -спектрометра.

Шум усилителя определяется, главным образом, параметрами первой лампы, входной цепью и ¹⁰плоской пропускания усилителя.

Наиболее существенные составляющие шума — это шум сеточного и анодного токов, а также тепловой шум сопротивления входной цепи усилителя. Спектральная плотность шумов на входе усилителя дается известными формулами /36,37/ :

$$d(\overline{U_c^2}) = 2eI_c |Z|^2 df \quad (3.4)$$

$$d(\overline{U_T^2}) = 4kT \cdot R_f df \quad (3.5)$$

$$d(\overline{U_a^2}) = 2,5 \cdot \frac{kT_k}{\eta} \cdot \frac{1}{S} df \quad (3.6)$$

где $\overline{U_c^2}$ — среднее значение квадрата шумового напряжения сеточного тока; $\overline{U_a^2}$ — среднее значение квадрата шумового напряжения анодного тока при триодном включении входной лампы усилителя; $\overline{U_T^2}$ — среднее значение квадрата напряжения, обусловленного тепловым шумом входного сопротивления; S и $I_c = |I^+| + |I^-|$ — крутизна и сеточный ток первой лампы (I^+ и I^- — соответственно, ионная и электронная компоненты тока); k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура входного сопротивления; T_k — абсолютная температура катода; f — линейная частота; $|Z|$ и R_f — модуль и активная составляющая входного сопротивления; η — коэффициент, определяемый конструкцией лампы ($\eta = 0,5 - 1,0$). В нашем случае входное сопротивление состоит из соединенных параллельно сопротивления утечки R и входной емкости C . Поэтому

$$|Z|^2 = \frac{R^2}{1 + \omega^2 R^2 C^2} \quad (3.7)$$

$$R_f = \frac{R}{1 + \omega^2 R^2 C^2} \quad (3.8)$$

где ω — круговая частота.

Сравнивая (3.4), (3.5), (3.7) и (3.8), можно получить соотношение между тепловым шумом и шумом сеточного тока, не зависящее от полосы пропускания усилителя:

$$\overline{U}_T^2 = \frac{2kT}{e} \cdot \frac{1}{I_c R} \cdot \overline{U}_c^2 \quad (3.9)$$

Для обычных температур ($T \approx 300^\circ\text{K}$) (3.9) имеет вид:

$$\overline{U}_T^2 \approx \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{I_c R} \cdot \overline{U}_c^2 \quad (3.10)$$

Из (3.10) видно, что, если входное сопротивление достаточно велико ($I_c R \geq 1$), то тепловым шумом можно пренебречь. С другой стороны, при слишком больших значениях входного сопротивления падение напряжения на этом сопротивлении V_R , обусловленное прохождением сеточного тока, достигает значительной величины, что затрудняет установку в лампе заданного сеточного смещения и приводит к значительной неустойчивости.

Очевидно, что $V_R = (|I_c^+| - |I_c^-|) \cdot R$.

Для лампы типа 6К1П $V_R \approx \frac{I_c R}{5}$ (см. § 5).

На практике мы обычно использовали $R \approx \frac{0.5}{I_c}$. При этом тепловой шум был несущественен, а падение напряжения V_R составляло всего лишь $\sim 0,1$ В.

Отношение сигнала к шуму в случае идеальной полосы пропускания.

При заданных параметрах первой лампы и входной цепи усилителя отношение сигнала к шуму определяется полосой пропускания усилителя, причём, как показано в работах /38, 39/, существует некоторое предельное значение этого отношения, зависящее от перечисленных выше параметров. В работе Билсона /39/ отношение сигнала к шуму определялось в зависимости от формы выходного импульса, а не от параметров полосы пропускания уси-

дителя. Однако очевидно, что между этими двумя подходами имеется однозначное соответствие. Как показал Вилсон, максимальное значение отношения сигнала к шуму достигается в случае, если полоса пропускания усилителя такова, что входной сигнал типа прямоугольного скачка преобразуется на выходе к следующему виду:

$$V(t) \approx \exp\left(-\frac{|t-t_m|}{\tau}\right) \quad (3.11)$$

$$\tau = 0,35 \cdot \frac{C}{\sqrt{I_c \cdot S}} \quad (3.12)$$

здесь t_m — время, соответствующее достижению импульсом амплитудного значения.

При этом значение приведенного ко входу шума в терминах заряда, действующего на входе (см. стр. 37) составляет:

$$(\delta_a)_{\text{мин}} = 2 \sqrt[4]{0,314 \frac{kT_k C^2 e I_c}{\eta S}} \quad (3.13)$$

Таким образом, (3.13) определяет минимальную среднеквадратичную ошибку в измерении заряда Q , которая может быть достигнута при данных параметрах первой лампы и входной цепи усилителя.

Отношение сигнала к шуму при различных способах формирования сигнала.

Осуществление идеального способа формирования сигнала оказывается весьма сложным делом. К тому же, в этом, повидимому, нет большой необходимости, поскольку такой способ формирования неудовлетворителен с других точек зрения. Например, из (3.11) следует, что в идеальном случае импульс должен быть симметричным с экспоненциальным спадом в обе (по отношению к максимуму) стороны. Такая форма сигнала предполагает большую

длительность импульса, тогда как одним из основных требований, предъявляемых к способу формирования, является уменьшение длительности импульсов. Поэтому представляет интерес рассмотрение других, реально осуществимых способов формирования сигнала.

Самым распространенным является формирование с помощью RC-цепей (однократное интегрирование — однократное дифференцирование). Этот способ формирования был рассмотрен в ряде работ /40-42/, в которых было показано, что достигнутое отношение сигнала к шуму в этом случае лишь на 35% меньше идеального. Однако такой способ формирования обладает рядом недостатков, главными из которых являются трудность устранения влияния микрофонного эффекта, большая длительность сформированных импульсов и наличие постоянной составляющей в спектре импульсов. С целью устранения этих недостатков нами были рассмотрены и использованы способ двукратного дифференцирования /43/, а также способ формирования с помощью короткозамкнутых линий /44/.

Ниже приводятся результаты рассмотрения отношения сигнала к шуму для пяти различных способов формирования сигнала. При вычислениях принимались во внимание лишь шум сеточного и анодного токов; сигнал на входе рассматривался как мгновенный прямоугольный скачок напряжения; постоянная входа считалась достаточно большой ($\tau_{вх}^2 \omega^2 \gg 1$).

Далее использованы следующие обозначения:

- τ_u — постоянная времени интегрирующей RC-цепи,
- τ_d — постоянная времени дифференцирующей RC-цепи,
- τ_λ — время задержки длинной линии (в одном направлении).

Полоса пропускания определена как функция двух безразмерных параметров — ρ и α :

$$p = \frac{\tau_n}{\tau_g} ; \quad (p = \frac{\tau_n}{\tau_\Lambda}) \quad (3.14)$$

$$a = \frac{\tau_g}{\tau_o} ; \quad (a = \frac{\tau_\Lambda}{\tau_o}) \quad (3.15)$$

$$\tau_o = \sqrt{\frac{kT_k C^2}{0,8 e I_c S \cdot \eta}} \quad (3.16)$$

τ_o определяется параметрами первой лампы и входа усилителя и может быть принята в качестве единицы измерения длительности. В таком случае параметр a — есть постоянная дифференцирования в принятых единицах. Кроме того, оказалось чрезвычайно удобным введение специальных единиц измерения шума — единицы шумового напряжения (Е.Ш.Н.) и единицы шумового заряда (Е.Ш.З.):

$$1 \text{ Е.Ш.Н.} = 2 \sqrt[4]{0,314 \frac{kT_k e I_c}{\eta C^2 S}} \quad (3.17)$$

$$1 \text{ Е.Ш.З.} = 1 \text{ Е.Ш.Н.} \cdot C = 2 \sqrt[4]{0,314 \frac{kT_k e I_c C^2}{\eta \cdot S}} \quad (3.18)$$

В частности, из сравнения (3.18) и (3.13) следует, что в принятых единицах в случае идеальной полосы пропускания $(\delta_q)_{\text{мин}} = 1 \text{ е.ш.з.}$

А) Однократное RC — интегрирование — однократное RC — дифференцирование.

Спектральный множитель пропускания формирующих цепей:

$$F^2(\omega) = \frac{\omega^2 \tau_g^2}{(1 + \omega^2 \tau_n^2)(1 + \omega^2 \tau_g^2)} \quad (3.19)$$

Среднее значение квадрата шумового напряжения на выходе формирующих цепей в единицах шумового напряжения:

$$\overline{U^2} = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{1+p} \left(\alpha + \frac{1}{\alpha p} \right) \right] \quad (3.20)$$

Амплитуда сигнала на выходе формирующих цепей:

$$V_{\text{вых.}} = p^{\frac{p}{1-p}} \cdot V_{\text{вх.}} = K_F V_{\text{вх.}} \quad (3.21)$$

$$K_F = p^{\frac{p}{1-p}} \quad (3.22)$$

где K_F — коэффициент усиления сигнала в формирующих цепях.

Используя (3.20) и (3.21), можно определить отношение сигнала к шуму:

$$\frac{V_{\text{вых.}}}{\sqrt{\overline{U^2}}} = \frac{K_F}{\sqrt{\overline{U^2}}} V_{\text{вх.}} = \frac{V_{\text{вх.}}}{\sqrt{\overline{U^2}} / K_F} = \frac{V_{\text{вх.}}}{\delta_v} \quad (3.23)$$

$$\delta_v = \frac{\sqrt{\overline{U^2}}}{K_F} \quad (3.24)$$

δ_v — есть среднеквадратичное значение шумового напряжения, приведенного ко входу.

Из (3.23) следует, что δ_v полностью определяет отношение сигнала к шуму. Выражения (3.24), (3.22), (3.20) и (3.17) определяют абсолютное значение δ_v , что особенно удобно при сравнении отношения сигнала к шуму для различных способов формирования сигнала. В нашем случае непосредственно измеряется заряд Q , собираемый на электродах камеры. Поэтому выражение (3.23) удобнее преобразовать:

$$\frac{V_{\text{вх.}}}{\delta_v} = \frac{Q}{C \delta_v} = \frac{Q}{\delta_q} \quad (3.25)$$

$\delta_q = C \delta_v$ — есть среднеквадратичное значение шумового заряда. Поскольку соотношение между δ_q и δ_v то же, что между введенными нами единицами шумового напряжения и заряда, то выражения

ОДНОКРАТНОЕ RC-ИТЕГРИРОВАНИЕ - ОДНОКРАТНОЕ RC-ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ.

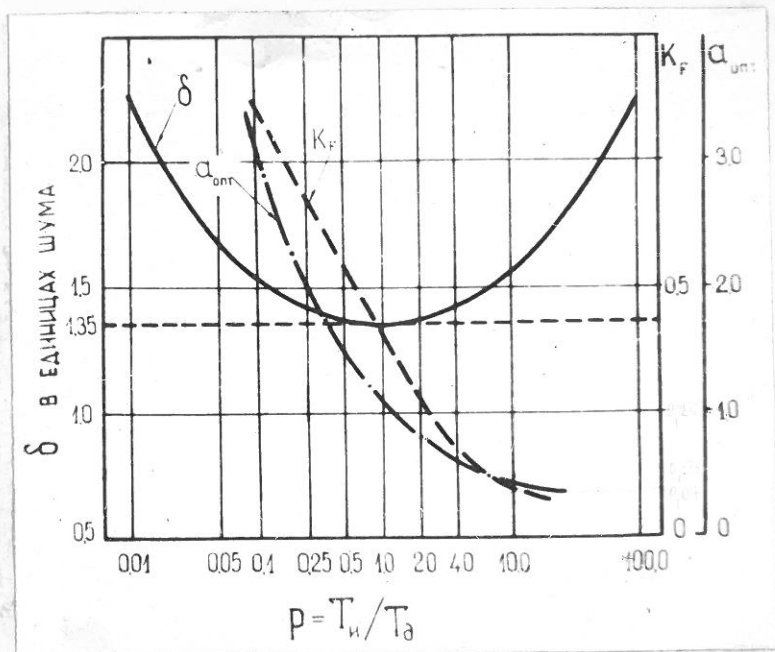


Рис. 3.1.

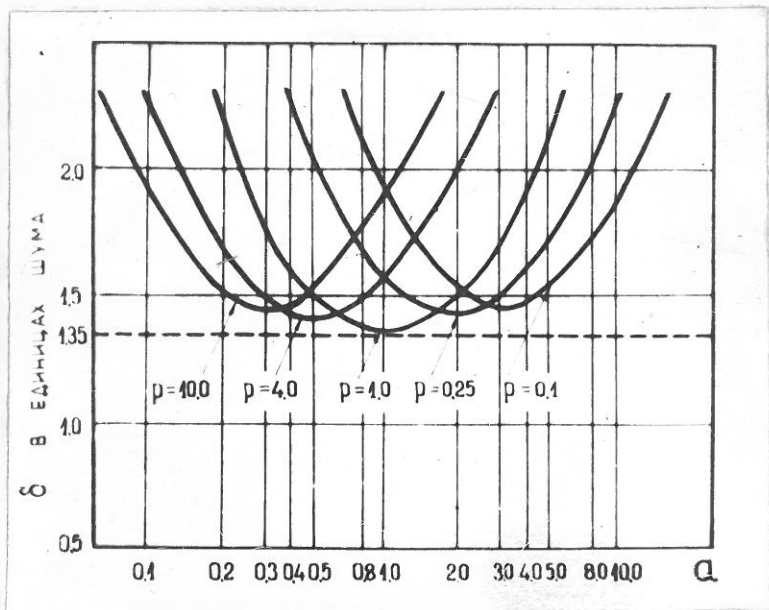


Рис. 3.2.

для δ_a и δ_v в принятых единицах будут тождественны. Поэтому далее мы будем определять просто среднеквадратичное значение шума δ , подразумевая под этим δ_v , либо δ_a .

Итак, среднеквадратичное значение шума, приведенного ко входу усилителя:

$$\delta = \frac{\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{1+p} \left(a + \frac{1}{ap} \right)}}{p^{\frac{p}{1-p}}} \quad (3.26)$$

От параметра a зависит только величина шумового напряжения, но не величина K_F . Поэтому, исследуя (3.26) на экстремум, можно определить $a_{\text{опт.}}$, которому соответствует максимум отношения сигнала к шуму при заданном значении параметра p :

$$a_{\text{опт.}} = \frac{1}{\sqrt{p}} \quad (3.27)$$

$$\delta_{\text{опт.}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2(1+p)\sqrt{p}}}}{p^{\frac{p}{1-p}}} \quad (3.28)$$

Зависимость $\delta_{\text{опт.}}$, $a_{\text{опт.}}$ и K_F от параметра p приведена на рис.3.1. Зависимость δ от параметра a при фиксированных значениях p представлена на рис.3.2 (δ выражена в единицах шума, под которыми подразумевается Е.Ш.Н. либо Е.Ш.З.).

Минимальное значение δ достигается при $p = 1$, $a = 1$:

$$\delta_{\text{мин.}} = 1,36.$$

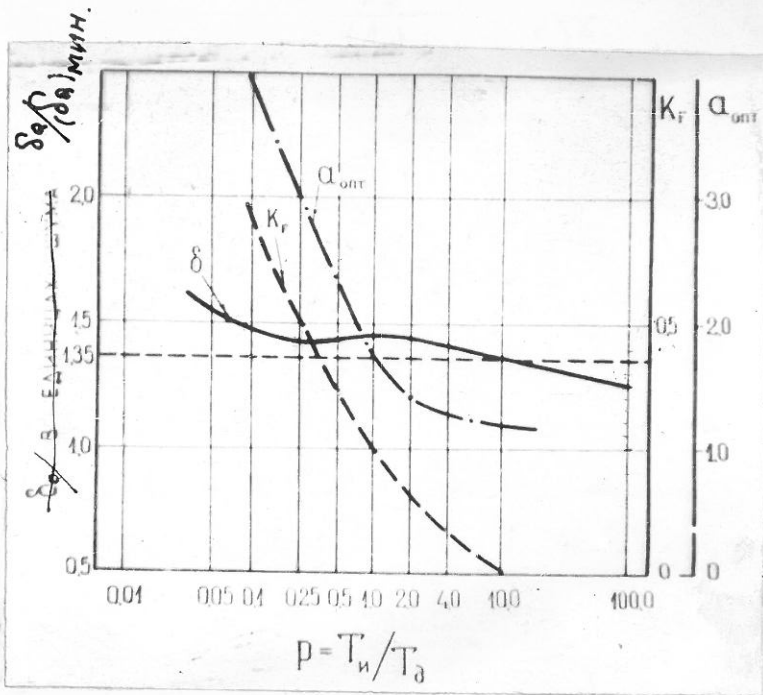
Напомним, что в идеальном случае $\delta_{\text{мин.}} = 1$.

Б) Однократное RC -интегрирование - двукратное RC - дифференцирование.

Рассматривается лишь случай, когда постоянные времени обеих дифференцирующих цепей равны:

$$\tau_{g_1} = \tau_{g_2} = \tau_g$$

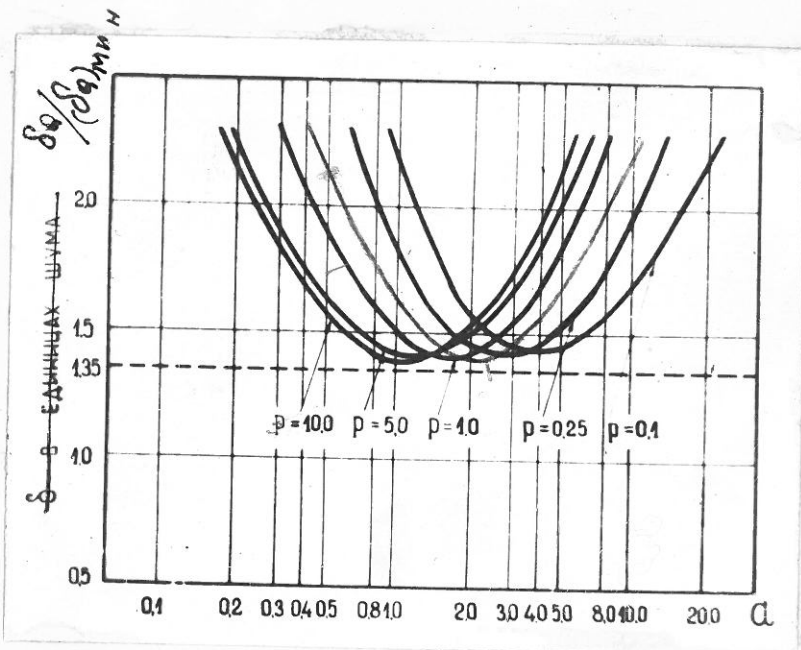
ОДНОКРАТНОЕ RC — ИНТЕГРИРОВАНИЕ — ДВУКРАТНОЕ RC — ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ



$\delta_{p=1.0} > \delta_{p=0.25}$

↙ не соотв.

Рис. 3.3.



$\delta_{p=1.0} < \delta_{p=0.25}$

Рис. 3.4.

Спектральный множитель пропускания:

$$F(\omega) = \frac{\omega^4 \tau_g^4}{(1 + \omega^2 \tau_n^2)(1 + \omega^2 \tau_g^2)^2} \quad (3.29)$$

Шум на выходе формирующих цепей:

$$\bar{U}^2 = \frac{1}{8} \left[\frac{a}{(1+p)^2} + \frac{p+2}{ap(1+p)^2} \right] \quad (3.30)$$

Коэффициент усиления сигнала определен численным методом (Рис. 3.3 - пунктирная кривая). Величина приведенного шума δ в зависимости от параметра a при фиксированных значениях p представлена на рис. 3.4. На рис. 3.3 (сплошная кривая) приведена зависимость оптимального шума $\delta_{\text{опт.}}$ от параметра p при оптимальных значениях параметра a :

$$a_{\text{опт.}} = \sqrt{\frac{p+2}{p}} \quad (3.31)$$

Зависимость $a_{\text{опт.}}$ от p приведена на том же рисунке (штрих - пунктирная кривая).

В) Двукратное RC -интегрирование - двукратное RC - дифференцирование.

Рассматривался лишь случай:

$$\tau_{n_1} = \tau_{n_2} = \tau_n; \quad \tau_{g_1} = \tau_{g_2} = \tau_g$$

Спектральный множитель пропускания:

$$F(\omega) = \frac{\omega^4 \tau_g^4}{(1 + \omega^2 \tau_n^2)^2 (1 + \omega^2 \tau_g^2)^2} \quad (3.32)$$

Шум на выходе формирующих цепей:

$$\bar{U}^2 = \frac{1}{8} \left[\frac{a}{(1+p)^3} + \frac{1}{ap(1+p)^3} \right] \quad (3.33)$$

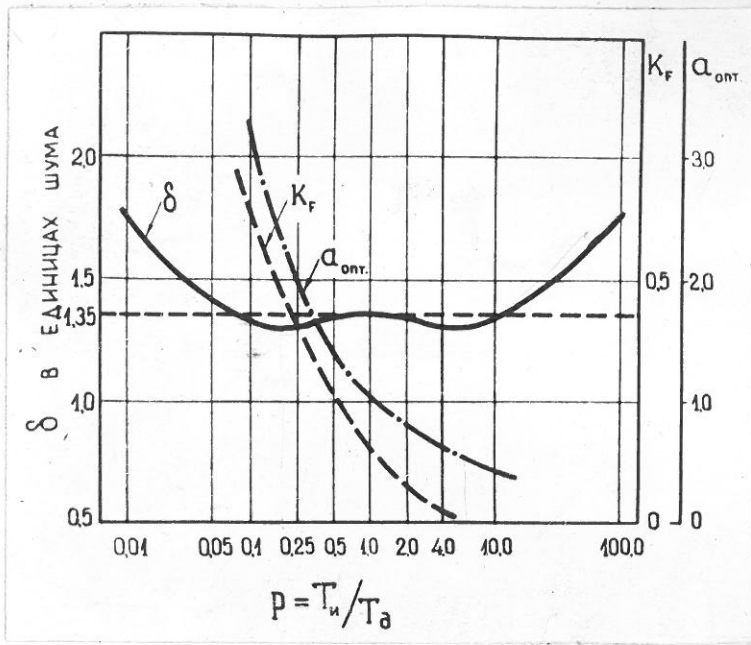


Рис. 3.5.

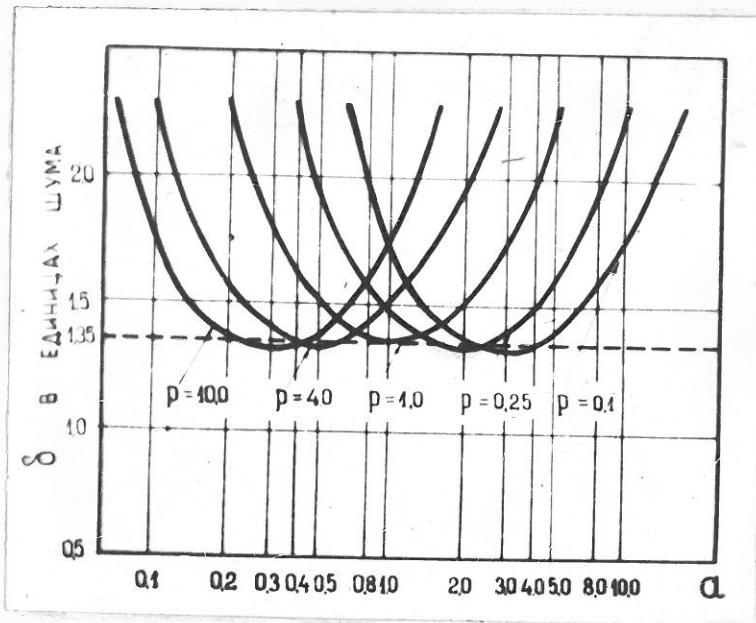


Рис. 3.6.

*В графиках шума
Мин ($p = 0.25$) > Мин ($p = 0.1$).*

Коэффициент усиления сигнала K_F определен численным методом (рис. 3.5 - пунктирная кривая). Величина приведенного шума δ в зависимости от параметра α при фиксированных значениях p представлена на рис. 3.6. На рис. 3.5 (сплошная линия) показана зависимость оптимального шума $\delta_{\text{опт.}}$ от параметра p при оптимальных значениях параметра α :

$$\alpha_{\text{опт.}} = \frac{1}{\sqrt{p}} \quad (3.34)$$

Зависимость $\alpha_{\text{опт.}}$ от p приведена на том же рисунке (штрихпунктирная кривая). Минимальное значение δ достигается при $p = 0,25$; $\alpha = 2$:

$$\delta_{\text{мин.}} = 1,30.$$

Г) Однократное RC-интегрирование — однократное дифференцирование на линии задержки.

Спектральный множитель пропускания:

$$F^2(\omega) = \frac{\sin^2(\omega \tau_n)}{1 + \omega^2 \tau_n^2} \quad (3.35)$$

Шум на выходе формирующих цепей:

$$\overline{U^2} = \frac{1}{8} \left[\alpha p \left(e^{-\frac{2}{p}} + \frac{2}{p} - 1 \right) + \frac{1 - e^{-\frac{2}{p}}}{\alpha p} \right] \quad (3.36)$$

Коэффициент усиления сигнала в формирующих цепях:

$$K_F = \frac{1}{2} (1 - e^{-\frac{2}{p}}) \quad (3.37)$$

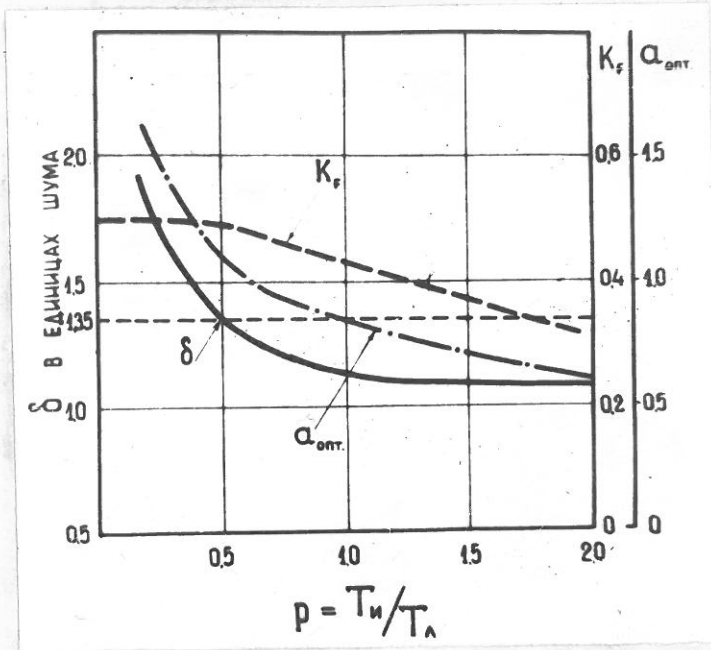
Величина шума, приведенного ко входу усилителя:

$$\delta^2 = \frac{\alpha p \left(e^{-\frac{2}{p}} + \frac{2}{p} - 1 \right) + \frac{1 - e^{-\frac{2}{p}}}{\alpha p}}{2 \left(1 - e^{-\frac{2}{p}} \right)^2} \quad (3.38)$$

Оптимальное значение параметра " α " :

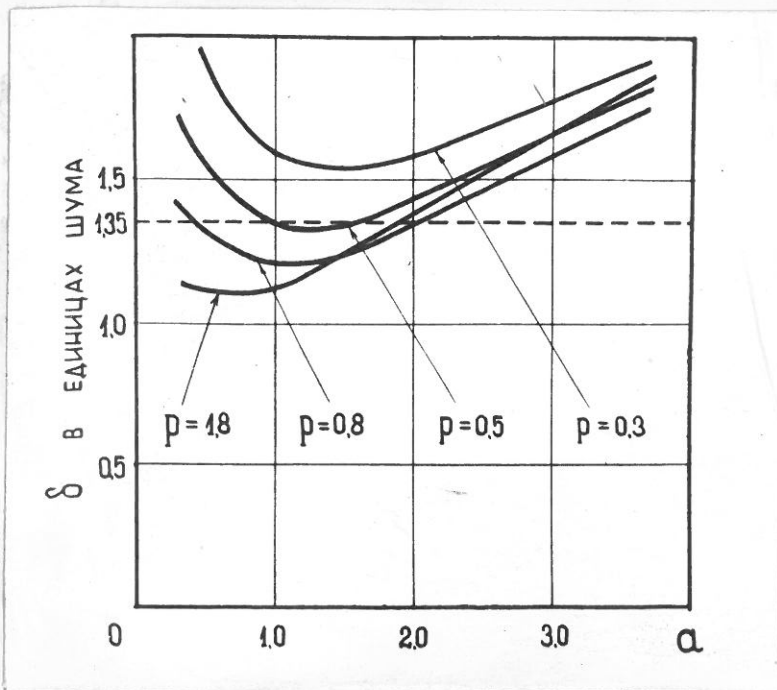
$$\alpha_{\text{опт.}} = \frac{1}{p} \sqrt{\frac{1 - e^{-\frac{2}{p}}}{e^{-\frac{2}{p}} + \frac{2}{p} - 1}} \quad (3.39)$$

ОДНОКРАТНОЕ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ НА ЛИНИИ.



$\delta_{\rho=0.5} = 1,35$

Рис. 3.7.



$\delta_{\rho=0.5} < 1,35$

Рис. 3.8.

Оптимальное значение приведенного шума:

$$\delta_{\text{опт.}} = \sqrt[4]{\frac{\frac{2}{p} - (1 - e^{-\frac{2}{p}})}{(1 - e^{-\frac{2}{p}})^3}} \quad (3.40)$$

На рис. 3.7 и 3.8 приведены $\delta_{\text{опт.}}$, $\alpha_{\text{опт.}}$ и K_F в зависимости от p , а также зависимость δ от α при фиксированных значениях p . Минимальное значение δ достигается при

$$p = 1,8; \quad \alpha = 0,69;$$

$$\delta_{\text{мин.}} = 1,1.$$

(Этот результат находится в согласии с полученным ранее в работе / 39 /).

Д) Однократное RC-интегрирование — двукратное дифференцирование на линии задержки.

Рассматривался случай $\tau_{\Lambda_1} = \tau_{\Lambda_2} = \tau_{\Lambda}$.

Коэффициент пропускания:

$$F^2(\omega) = \frac{\sin^4(\omega\tau_{\Lambda})}{1 + \omega^2\tau_{\Lambda}^2} \quad (3.41)$$

Шум на выходе формирующих цепей:

$$\overline{U^2} = \frac{1}{32} \left[\frac{3 - 4e^{-\frac{2}{p}} + e^{-\frac{4}{p}}}{\alpha p} + \alpha p \left(4e^{-\frac{2}{p}} - e^{-\frac{4}{p}} + \frac{4}{p} - 3 \right) \right] \quad (3.42)$$

Коэффициент усиления сигнала в формирующих цепях:

$$K_F = \frac{1}{4} (1 - e^{-\frac{2}{p}}) \quad (3.43)$$

Величина шума, приведенного ко входу усилителя

$$\delta^2 = \frac{\frac{3 - 4e^{-\frac{2}{p}} + e^{-\frac{4}{p}}}{\alpha p} + \alpha p \left(4e^{-\frac{2}{p}} - e^{-\frac{4}{p}} + \frac{4}{p} - 3 \right)}{2(1 - e^{-\frac{2}{p}})^2} \quad (3.44)$$

ДВУКРАТНОЕ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ НА ЛИНИИ.

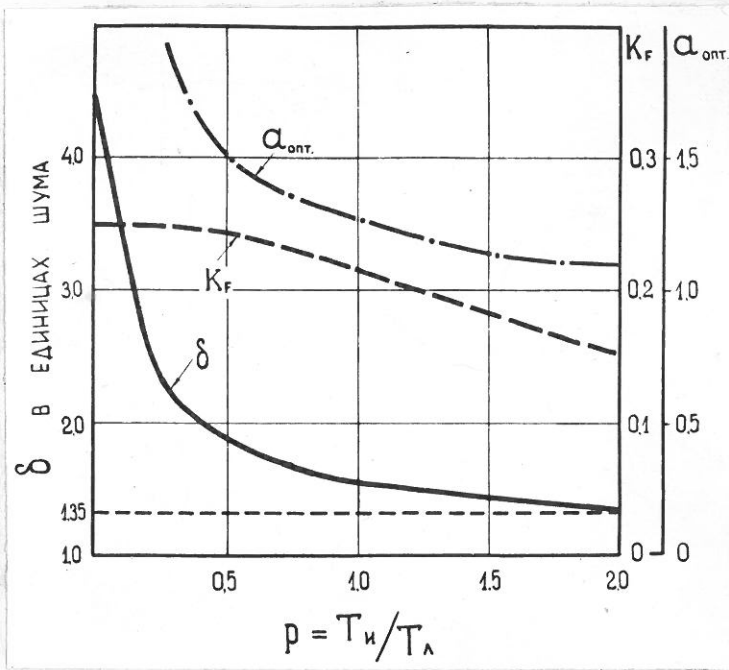
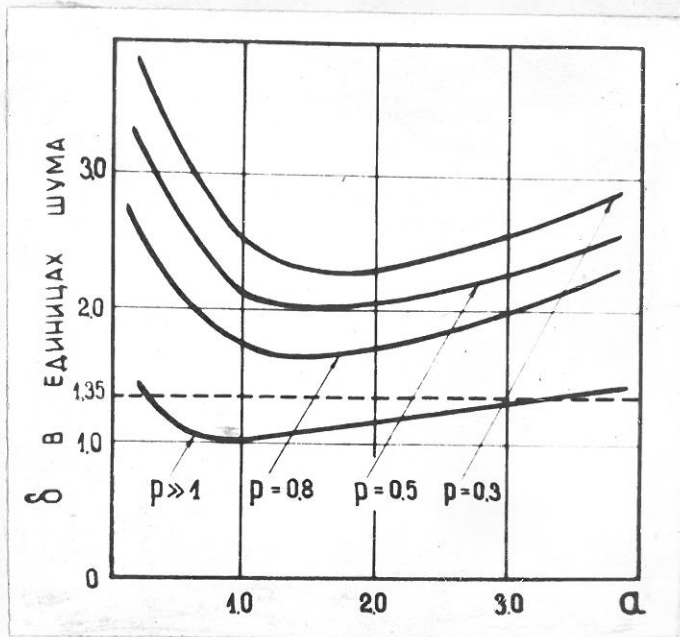


Рис. 3.9.



←? $\delta_{min} \neq 1$

Рис. 3.10.

Оптимальное значение параметра a :

$$a_{\text{опт.}} = \frac{1}{p} \sqrt{\frac{3 - 4e^{-\frac{2}{p}} + e^{-\frac{4}{p}}}{4e^{-\frac{2}{p}} - e^{-\frac{4}{p}} + \frac{4}{p} - 3}} \quad (3.45)$$

Оптимальное значение приведенного шума :

$$\delta_{\text{опт.}} = \frac{\sqrt[4]{(3 - 4e^{-\frac{2}{p}} + e^{-\frac{4}{p}}) \left[\frac{4}{p} - (3 - 4e^{-\frac{2}{p}} + e^{-\frac{4}{p}}) \right]}}{1 - e^{-\frac{2}{p}}} \quad (3.46)$$

На рис. 3.9 и 3.10 приведены $\delta_{\text{опт.}}$, $a_{\text{опт.}}$ и K_F в зависимости от p , а также зависимость δ от a при фиксированных значениях p . Минимальное значение δ достигается при $p \gg 1$; $a = 0,87$

$$\delta_{\text{мин.}} = 1,07.$$

Таким образом, во всех рассмотренных случаях (кроме случая Б) достижимое отношение сигнала к шуму несколько выше, чем в случае однократного RC-интегрирования — однократного RC-дифференцирования, причём наиболее значительный выигрыш получается при использовании короткозамкнутых линий.

Представляет интерес рассмотрение полосы пропускания усилителя, соответствующей различным способам формирования сигнала. При этом удобно принять за единицу длительности значение τ_0 (3.16) и, соответственно, за единицу частоты — $\frac{1}{\tau_0}$. Полосу пропускания определим отношением $\frac{F(\omega)}{K_F}$, т.е. ослаблением сигналов с частотой ω по сравнению с ослаблением амплитуды исследуемого сигнала. На рис. 3.11 приведены полосы пропускания для случаев А ($p = 1, a = 1$) и В ($p = 0,25, a = 2$; $p = 4, a = 0,5$; $p = 1, a = 1$), (на рис. 3.12 — для случаев Г ($p = 1,8, a = 0,69$) и Д ($p \gg 1, a = 0,87$)). Из сравнения графиков на рис. 3.11 следует, что в основной области пропускания

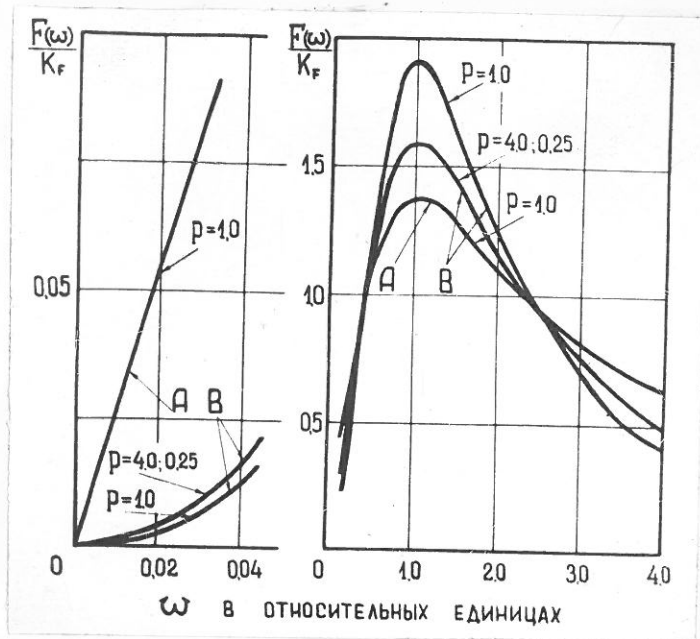


Рис.3.11.

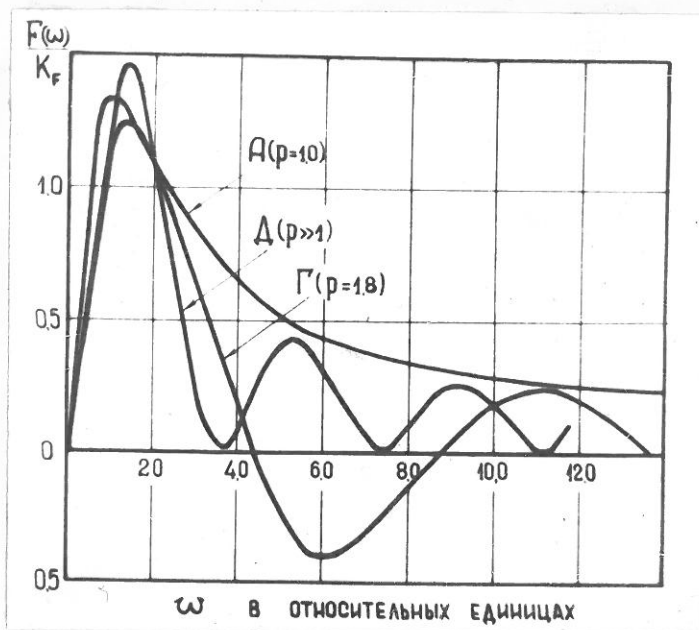


Рис.3.12

рассматриваемые полосы не отличаются существенным образом друг от друга, что объясняет приблизительное равенство отношений сигнала к шуму, наблюдаемое в этих случаях. Наоборот, в области низких частот, наблюдается резкое уменьшение коэффициента пропускания с введением второй дифференцирующей цепи. Это обстоятельство оказывается чрезвычайно важным с точки зрения устранения влияния микрофонного эффекта. Способ формирования В (в варианте $p = 0,25$, $a = 2$) является в нашем спектрометре основным при работе с малоинтенсивными источниками (до $500 \frac{\text{ммкВ}}{\text{сек}}$). При больших нагрузках (до $10^4 \frac{\text{ммкВ}}{\text{сек}}$) мы используем способ формирования импульсов с помощью короткозамкнутых линий. Подробнее этот вопрос будет обсуждаться в гл. 4.

Интересно отметить, что во всех рассматриваемых случаях максимум полосы пропускания достигается, приблизительно, при одной и той же частоте $\omega_{\text{рез.}} = 1$. В частности, для случаев А и В справедливо следующее равенство:

$$\omega_{\text{рез.}} = \frac{1}{a\sqrt{p'}} \quad (3.47)$$

Но при заданном p $a_{\text{опт.}} = \frac{1}{\sqrt{p'}}$. Следовательно, при любом p $\omega_{\text{рез.}} = 1$, если только параметр a выбран оптимальным. С другой стороны, значения $a_{\text{опт.}}$ получены из условий минимума выражений для шумового напряжения (3.20), (3.30), (3.33), (3.36), (3.42). Указанные выражения состоят из двух членов, из которых первый представляет шум сеточного тока, второй — шум анодного тока. Легко показать, что условие минимума общего шума есть одновременно условие равенства шумов сеточного и анодного токов (это можно проверить подстановкой $a_{\text{опт.}}$ в выражения для шума). Если еще учесть, что шум анодного тока — преимущественно высокочастотный, а шум сеточного тока — низкочастотный, то становится по-

нятым, что равенство этих двух шумов должно наступать при некотором приблизительно одинаковом для различных полос значении $\omega_{рез.}$.

Еще одно замечание относительно ширины полосы пропускания. Для характеристики этой величины можно ввести понятие качества полосы Q (по аналогии с колебательным контуром):

$$Q = \frac{\omega_{рез.}}{\Delta\omega}, \quad (3.48)$$

где $\Delta\omega$ - ширина полосы на уровне $\frac{1}{\sqrt{2}}$ от максимума. В случае А в оптимальных условиях ($p = 1; a = 1$) $Q = 0,5$. Интересно отметить, что при любых других значениях p и a $Q < 0,5$.^{х)} Таким образом, условие получения максимального отношения сигнала к шуму в данном случае есть одновременно условие получения самой узкой полосы пропускания. Естественно возникает вопрос, не есть ли максимально достижимое значение Q универсальным критерием при оценке той или иной полосы пропускания с точки зрения отношения сигнала к шуму. Однако это положение оказывается несправедливым уже при рассмотрении полосы В (рис.3.II). В данном случае максимальное значение $Q = 0,78$ достигается при $p = 1; a = 1$, тогда как максимальное отношение сигнала к шуму - при $p = 0,25, a = 2$ (в данном случае $Q = 0,62$). Таким образом, понятие ширины полосы пропускания, по крайней мере, в том виде, как оно было определено выше, не может служить критерием при оценке полосы пропускания с точки зрения отношения сигнала к шуму.

х) Этот факт был отмечен Г.Е.Солякиным.

§ 3. Влияние микрофонного эффекта на разрешающую способность спектрометра.

Как уже указывалось, величина импульсов на входе усилителя составляет всего 1,5 – 2 мВ. При точном измерении амплитуды импульсов столь малой величины приходится сталкиваться с трудностью устранения влияния микрофонного эффекта. Сущность микрофонного эффекта состоит в том, что в результате механических колебаний собирающего электрода или других деталей, определяющих емкость входа относительно земли, возникают колебания в величине этой емкости. Поскольку емкость обычно заряжена до некоторого постоянного потенциала и поскольку постоянная заряда этой емкости очень велика, то колебания в величине емкости приведут к появлению на входе переменного напряжения, которое может исказить спектр исследуемых импульсов. На рис. 3.13а приведена схема входной цепи усилителя.

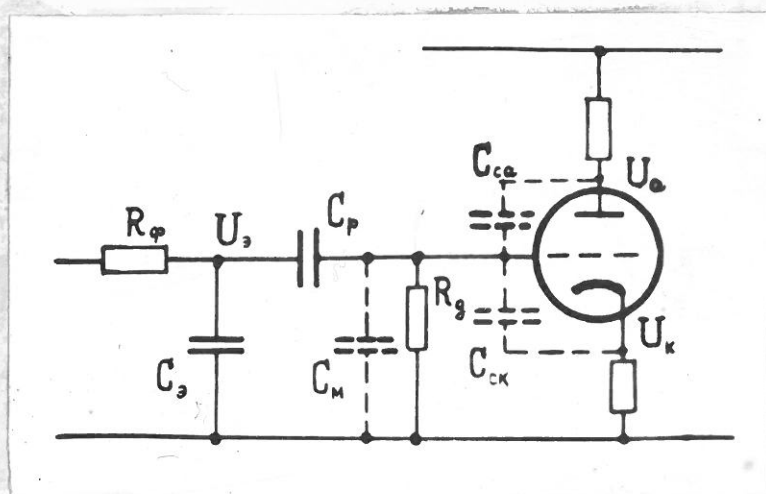


Рис. 3.13а

Емкость входа C определяется как сумма емкостей:

$$C = C_3 + C_{ca} + C_{ck} + C_m, \quad (3.49)$$

где C_3 – емкость собирающего электрода и всех деталей до разделительного конденсатора относительно земли,

C_{ca} - емкость сетка-анод,

C_{ck} - емкость сетка-катод,

C_M - емкость монтажа после разделительного конденсатора.

Можно показать, что амплитуда возникающего на входе переменного напряжения $V_{вх.}$ определяется следующим образом:

$$V_{вх.}^{\sim} = \frac{C_3^{\sim} U_3}{C} + \frac{C_{ca}^{\sim} U_a}{C} + \frac{C_{ck}^{\sim} U_k}{C} + V_s \quad (3.50)$$

где C_3^{\sim} , C_{ca}^{\sim} и C_{ck}^{\sim} - амплитуды колебаний соответствующих емкостей,

U_3 , U_a и U_k - постоянные потенциалы собирающего электрода, анода и катода лампы, соответственно.

Последний член в (3.50) V_s должен учитывать изменение анодного тока, вызванное изменением напряженности электрического поля в лампе, которое, в свою очередь, обусловлено смещением электродов.

Величина $\frac{C_3^{\sim}}{C}$ может быть определена экспериментально следующим образом. На собирающий электрод подается высокое напряжение (1-2 кВ). Далее, если заставить камеру слегка вибрировать (например, слегка ударяя по корпусу), и замерить амплитуду возникающих микрофонных колебаний на выходе предусилителя, то можно определить величину $\frac{C_3^{\sim}}{C}$ по формуле (3.50). (В этом случае всеми остальными членами, кроме первого, можно пренебречь). Определенная таким образом величина $\frac{C_3^{\sim}}{C}$ в нашей камере оказалась равной 0,005% (при $C = 17 \text{ pF}$). Заметим, что при конструировании камеры было обращено внимание на жесткость монтажа собирающего электрода, лампы и других деталей, определяющих величину емкости C . В рабочих условиях микрофонные колебания, примерно, в 10 раз меньше, так что приведенное выше

значение $\frac{C_3}{C_{ca}}$ является верхним пределом изменения этой величины. Как ни мало изменение входной емкости, все же это приводит к появлению значительных переменных напряжений на входе усилителя. Так, для $U_3 = 2000$ в $V \sim = 100$ мв, т.е. более, чем в 50 раз превышает величину импульса от α -частицы.

Если на собирающий электрод не подается напряжения ($U_3 = 0$), то величина микрофонных колебаний снижается \sim до 1 мв, что соответствует величине $\frac{C_3}{C_{ca}} < 0,005$ %. Таким образом, в этом случае амплитуда микрофонных колебаний сравнима с амплитудой импульсов от α -частиц. Что касается частоты возникающих колебаний, то, как показывает опыт, она различна для C_3 и C_{ca} . Спектр частот колебаний емкости C_3 лежит в области ~ 50 гц, тогда как в лампе возникает более высокочастотные колебания ~ 400 гц.

Поскольку микрофонные колебания возникают на входе усилителя, то ясно, что относительная величина этих колебаний не может быть уменьшена за счёт введения обратных связей. Некоторого уменьшения микрофонного эффекта можно было бы достигнуть за счёт выбора типа и режима первой лампы. Однако в нашем случае и то, и другое выбирается из условий получения максимального отношения сигнала к шуму. Единственной возможностью устранения влияния микрофонного эффекта остается амортизация камеры и сужение полосы пропускания усилителя со стороны низких частот.

Посмотрим, какого ослабления микрофонных колебаний можно добиться при использовании обычного способа формирования сигнала — однократное RC-интегрирование и дифференцирование. Полоса пропускания усилителя для этого случая приведена на рис. 3.II(A). Частота ω измеряется в специальных единицах,

зависящих от параметров первой лампы и входа. В нашем случае можно считать (см. § 5), что значение $\omega = 1$ соответствует $f = 12$ кгц. В таблице I приведены значения коэффициента ослабления микрофонных колебаний $\left(\frac{K_F}{F(\omega)}\right)_A$ по сравнению с сигналом для различных значений f . Как видно из табл. I, ослабление микрофонных колебаний является недостаточным даже в том случае, если на собирающий электрод не подано высокого напряжения. Поскольку достигнуть большего ослабления с помощью однократного дифференцирования не удастся, то обычно прибегают к усиленной амортизации камеры и первых ламп усилителя и даже звукоизоляции (иначе в комнате, где находится камера, нельзя даже разговаривать). Все это представляет большие неудобства при работе с камерой.

Иная картина наблюдается при использовании двукратного дифференцирования (способ формирования В). Как было показано в § 2, отношение сигнала к шуму в этом случае даже несколько возрастает, если $p = 0,25$; $\alpha = 2$. Полоса пропускания для этого случая представлена на рис. 3. II (В), а значения коэффициентов ослабления микрофонных колебаний — в табл. I (третий столбец). Как видно из рис. 3. II и табл. I, с введением второй дифференцирующей цепи ослабление микрофонных колебаний возрастает в 10 — 100 раз.

Таблица I

f	$\left(\frac{K_F}{F(\omega)}\right)_A$	$\left(\frac{K_F}{F(\omega)}\right)_B$
50	87	8000
100	43	1300
200	21	330
400	10,5	125

Это позволяет полностью устранить влияние микрофонных колебаний на разрешающую способность спектрометра даже при подаче на собирающий электрод напряжения $V_3 \approx 2000$ в. При этом нет необходимости прибегать к звукоизоляции или даже к усиленной амортизации камеры. (В нашем спектрометре камера стояла на тяжелой железной плите, отделенной от подставки листом резины толщиной 2 см.). Введение двукратного дифференцирования позволяет использовать камеру в условиях с повышенным уровнем механических колебаний (например, вблизи от ускорителей).

Выше мы рассмотрели вопрос о появлении переменного напряжения на входе усилителя при изменении величины входной емкости. Однако это изменение может привести еще к одному эффекту, который в ряде случаев может оказаться даже более серьезным, чем появление переменного напряжения. Дело в том, что изменение входной емкости C прямо приводит к изменению амплитуды импульса от α -частиц:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta C}{C}$$

поскольку

$$V = \frac{Q}{C}$$

Это разность амплитуд импульсов равносильно модулированию сигнала (а не наложению, как в предыдущем случае) и не может быть устранено выбором полосы пропускания. Поэтому амплитуда колебаний величины входной емкости больше, например, чем 0,1 % является недопустимой. Как было показано выше, в нашем случае $\frac{\Delta C}{C} < 0,01$ %, что является вполне допустимым, особенно, если учесть, что в рабочих условиях амплитуда колебаний в несколько раз меньше указанной величины. Однако при повышенном уровне механических колебаний этот эффект может оказаться

существенным. В таком случае амортизации камеры следует уделить больше внимания.

Размещение RC-цепей.

В заключение укажем еще, что при работе с одной дифференцирующей цепочкой возникает трудность, связанная с местоположением этой цепи в усилителе. Обычно дифференцирующую цепь выгодно ставить перед основным усилителем, чтобы предотвратить возможность перегрузки ламп первого каскада усилителя за счёт усиленных предусилителем микрофонных колебаний. С другой стороны, дифференцирующую цепь выгодно иметь внутри усилителя для уничтожения наводок, связанных с питанием накала переменным током. Понятно, что с введением второй дифференцирующей цепи эта трудность также устраняется.

§ 4. Влияние времени нарастания сигнала на амплитуду импульсов на выходе усилителя.

В § 2 при расчёте величины импульса на выходе усилителя импульс, идущий от ионизационной камеры, принимался за мгновенный скачок. Однако в действительности имеется некоторый фронт нарастания, который приводит к уменьшению амплитуды импульса на выходе.

Легко показать, что время нарастания импульсов на собирающей электроде камеры с сеткой определяется формулой:

$$T_{\Phi} = \frac{q}{W_2} + \frac{R \cos \theta}{W_1} \quad (3.51)$$

где q — расстояние между собирающим электродом и сеткой;
 W_1 и W_2 — скорости дрейфа электронов по разные стороны сетки;
 R — пробег α -частицы;
 θ — угол вылета α -частицы относительно перпендикуляра к поверхности электродов.

Поскольку время нарастания зависит от угла вылета α -частицы из источника, это может привести к разбросу в амплитуде импульсов, т.е. к ухудшению разрешающей способности спектрометра.

Ниже приводятся формулы, учитывающие уменьшение амплитуды импульсов (дефицит нарастания) в зависимости от фронта нарастания, принимаемого при выводе линейным. В общем виде амплитуду импульса на выходе можно записать формулой:

$$V_{\phi} = V_0 (1 - \Delta), \quad (3.52)$$

где V_{ϕ} — амплитуда импульса на выходе при конечном фронте нарастания T_{ϕ} ;

V_0 — амплитуда импульса на выходе при мгновенном скачке на входе ;

Δ — дефицит нарастания, зависящий от полосы пропускания усилителя.

А. Однократное RC-интегрирование — однократное RC-дифференцирование.

Дефицит нарастания выражается в этом случае известной формулой / 96 /:

$$\Delta = \frac{1}{24} \cdot \frac{(T_{\phi})^2}{\tau_g \cdot \tau_u} \quad (3.53)$$

Б. Однократное RC-интегрирование — двукратное RC-дифференцирование.

В аналитическом виде расчёт удается провести лишь в частном случае $p = 1$. При этом

$$\Delta_{(p=1)} = \frac{3,41}{24} \left(\frac{T_{\phi}}{\tau_g} \right)^2 \quad (3.54)$$

Для общего случая $P \neq I$ дефицит нарастания был определен экспериментально (подробнее определение изложено в статье /43/):

$$\Delta = \frac{3.41}{24} \cdot \frac{(T_{\Phi})^2}{\tau_g^{1.22} \tau_n^{0.78}} \quad (3.55)$$

В. Двукратное RC-интегрирование — двукратное RC-дифференцирование.

Как и в предыдущем случае формула для определения дефицита нарастания была получена из эксперимента:

$$\Delta = \frac{1.55}{24} \cdot \frac{(T_{\Phi})^2}{\tau_g \cdot \tau_n} \quad (3.56)$$

Как видно из сравнения с (3.53), дефицит нарастания в случае В в 1,55 раза больше, чем при однократном интегрировании — однократном дифференцировании.

Г. Однократное RC-интегрирование — однократное дифференцирование на линии.

$$\Delta = \frac{\frac{\tau_n}{T_{\Phi}} (e^{\frac{T_{\Phi}}{\tau_n}} - 1) - 1}{e^{\frac{2\tau_n}{T_{\Phi}}} - 1} \quad (3.57)$$

Д. Однократное RC-интегрирование — двукратное дифференцирование на линии.

Дефицит нарастания определяется той же формулой, что и в предыдущем случае.

При использовании приведенных формул следует иметь в виду, что формулы для случаев А, Б и В были получены в предположении $T_{\Phi} < \tau_g; T_{\Phi} < \tau_n$. Формула же (3.57) свободна от этого ограничения. Произведем теперь численную оценку дефицита нарастания для обычно используемого нами способа формирования В. Пусть

$\tau_g = 32$ нсек и $\tau_n = 8$ нсек. Подставляя эти значения в (3.56), получаем, что при $T_\phi = 2$ нсек $\Delta = 0,1\%$, при $T_\phi = 1,5$ нсек $\Delta = 0,06\%$. Таким образом, для выбранной полосы пропускания можно считать вполне допустимым, если значения T_ϕ меняются в пределах $0 - 1,5$ нсек, тем более, что обычно вводится коллимация, существенно уменьшающая разброс в амплитудах импульсов, обусловленный дефицитом нарастания. Как показано в гл.2, такая величина фронта может быть легко достигнута, если к аргону добавить $\sim 1\%$ CH_4 ; в чистом же аргоне $T_\phi \approx 10$ нсек, что делает его, практически, непригодным для использования в ионизационной камере.

§ 5. Выбор первой лампы усилителя. Метод измерения сеточного тока.

Как было показано в § 2, отношение сигнала к шуму лишь в очень ограниченных пределах может быть увеличено за счёт выбора полосы пропускания. Далее, поскольку шумовое напряжение возникает на входе усилителя, то ясно, что относительный уровень шумов не может быть уменьшен за счёт введения обратных связей. Определяющими для отношения сигнала к шуму являются параметры первой лампы и входа усилителя, что, в частности, следует из выражений для принятых нами единиц измерения шумового заряда и длительности импульсов:

$$1 \text{ Е.Ш.З.} = 2 \sqrt[4]{0,314 \cdot \frac{k T_k e I_c C^2}{\eta S}} \quad (3.58)$$

$$1 \text{ Е.Д.} = \tau_0 = \sqrt{\frac{k T_k C^2}{0,8 e \eta I_c S}} \quad (3.59)$$

Из (3.58) и (3.59) следует, что для получения минимального уровня шума и минимальной длительности импульсов необходимо выполнение следующих условий:

1. Емкость входа C должна быть минимальной.
2. Отношение $\frac{S}{I_c}$ должно быть максимально возможным.
3. Величина крутизны лампы S должна быть достаточно большой ($\geq I \frac{MA}{B}$).

Последнее условие в какой-то мере противоречит п.2, поскольку было замечено, что отношение $\frac{S}{I_c}$ несколько возрастает с уменьшением S . В частности, при использовании электрометрических ламп ($S \approx 0,01 \frac{MA}{B}$) можно было бы получить выигрыш в отношении $\frac{S}{I_c}$ в несколько раз. Однако длительность импульсов при этом возрастет до нескольких нсек, что может быть приемлемо лишь при использовании камеры с ионным собиранием.

Емкость входа C включает в себя емкости лампы (C_{ca} и C_{ck}). При этом следует подчеркнуть, что в выражения (3.58) и (3.59) входят емкости "холодной" лампы, а не эффективные значения емкостей, которые получаются при применении обратной связи. Игнорирование этого факта может привести к неправильному выбору полосы пропускания усилителя.

Метод измерения сеточного тока.

Из изложенного следует, что при выборе первой лампы усилителя необходимо определение двух параметров — S и $I_c = |I_c^+| + |I_c^-|$. Измерение крутизны не встречает каких-либо затруднений. Иначе обстоит дело с измерением сеточного тока I_c . Легко видеть, что обычные методы измерения сеточного тока (по падению напряжения на вводимом в цепь сетки сопротивлении или по времени разряда емкости /45/ в данном случае непригодны. Оба эти метода

определяют разность электронной и ионной компонент сеточного тока, тогда как шум определяется их суммой. Для определения суммарной величины I_c мы использовали метод, основанный на измерении отношения величины шума сеточного тока к величине теплового шума. Этот метод подробно описан нами в работе /46/. Здесь же мы приведем лишь результаты измерения сеточного тока для лампы 6Х1П.

На рис.3.13 приведена зависимость сеточного тока $I_c = |I_c^+| + |I_c^-|$ от величины сеточного смещения. Для сравнения был измерен сеточный ток $I_c' = |I_c^-| - |I_c^+|$ обычным методом по падению напряжения на вводимом в цепь сетки сопротивлении. Зависимость I_c' от величины сеточного смещения также приведена на рис.3.13. По найденным значениям I_c и I_c' были определены величины электронной I_c^- и ионной I_c^+ компонент сеточного тока, зависимость которых от $U_{ск}$ показана на том же рисунке.

Из рассмотрения графиков следует, что для лампы 6Х1П величина электронной компоненты сеточного тока сравнима с величиной ионной компоненты, практически, для любого смещения. Поэтому при расчёте шумовых характеристик усилителя необходимо учитывать обе компоненты сеточного тока. Если, например, при выборе постоянных времени τ_n и τ_g в случае А (§ 2) в формулу $\tau_n = \tau_g = \tau_0$ подставить вместо I_c значение I_c' , то это приведет к тому, что величины τ_n и τ_g будут взяты в 2 - 2,5 раза меньше оптимальных, что, в свою очередь, приведет к значительному ухудшению отношения сигнала к шуму.

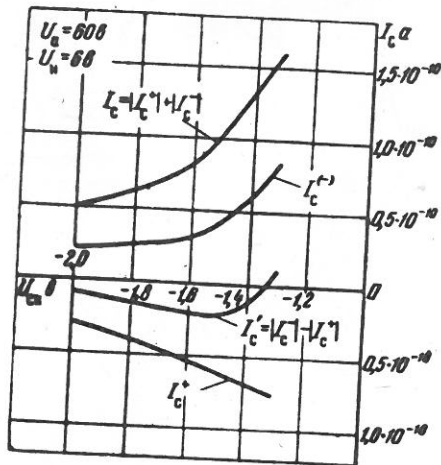


Рис. . Зависимость величины сеточного тока от величины сеточного смещения.
 I_c^+ — ионная компонента сеточного тока,
 I_c^- — электронная компонента сеточного тока, $I_c = |I_c^+| + |I_c^-|$ — сеточный ток, измеренный по величине создаваемого им шума, $I_c' = |I_c^-| - |I_c^+|$ — сеточный ток, измеренный по падению напряжения на вводимом в цепь сетки сопротивлении

Рис.3.13.

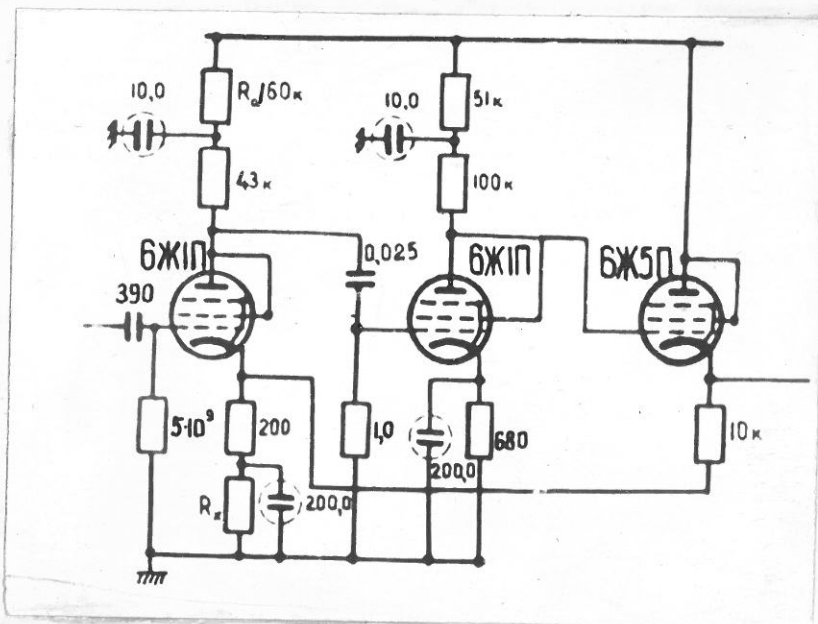


Рис.3.14.

Схема предусилителя.

Выбор первой лампы предусилителя.

Было исследовано несколько типов ламп (6К1П, 6К2П, 6К5П, 6К9П) с точки зрения возможности получения максимального отношения сигнала к шуму. Все лампы были исследованы в триодном включении, поскольку, как известно, шум анодного тока в триодах меньше, чем в пентадах. Лучших результатов удалось достигнуть при использовании ламп типа 6К1П.

Выбор оптимального режима и измерение отношения сигнала к шуму производилось следующим образом. После установления в лампе заданного режима (U_a , $U_{ск}$, U_n) выбиралась оптимальная полоса пропускания усилителя, причём в этих измерениях использовалось однократное RC-интегрирование — однократное RC-дифференцирование. Удобным критерием при выборе оптимальной полосы оказался следующий. Как уже отмечалось, максимальное отношение сигнала к шуму достигается тогда, когда шум сеточного тока равен шуму анодного тока. Соотношение между величинами этих шумов легко получить, замеряя на экране осциллографа полный шум и шум с заземленной (через конденсатор) сеткой первой лампы, когда остается один шум анодного тока. Таким образом, для получения оптимальной полосы пропускания необходимо изменять значение постоянных времени τ_n и τ_g (при постоянном $\rho = \frac{\tau_n}{\tau_g} = 1$) до тех пор, пока не наступит равенство шума сеточного и анодного токов. Удобство метода состоит в том, что он не требует знания параметров лампы и величины входной емкости. Это тем более ценно, что, как мы показали, обычные методы измерения сеточного тока в данном случае непригодны и могут привести к ошибочным результатам.

Окончательное определение величины отношения сигнала к шуму производилось по спектру генераторных импульсов, подаваемых на вход усилителя.

Из проведенных измерений можно сделать следующие выводы:

1. С уменьшением анодного напряжения U_a отношение сигнала к шуму возрастает, но, вместе с тем, возрастает длительность импульсов. Компромиссным значением U_a обычно является 50-60 в.

2. Отношение сигнала к шуму сравнительно мало зависит от величины $U_{ск}$ (в пределах 1,5 - 1,8 в).

3. Не наблюдается какого-либо изменения в отношении сигнала к шуму с понижением напряжения накала U_H с 6,30 до 5,5 в, а также с изменением места заземления накала.

4. Для данной серии ламп отношение сигнала к шуму изменяется от лампы к лампе на 20-30 %, за исключением некоторых экземпляров с аномально большим сеточным током.

Схема предусилителя.

На рис. 3.14 приведена схема предусилителя. Это обычная тройка, охваченная отрицательной обратной связью. Обратная связь использована исключительно в целях повышения стабильности и, как мы уже отмечали, не приводит к изменениям в отношении сигнала к шуму.

Представляет интерес рассмотрение вклада шумов второй лампы предусилителя.

Пусть $U'_{вх}$ - напряжение шума первой лампы, приведенное к сетке,
и $U''_{вх}$ - аналогичная величина для второй лампы.

Для отношения шумовых напряжений на выходе предусилителя легко получить следующее соотношение:

$$\frac{U''_{Вых}}{U'_{Вых}} = \frac{U''_{вх}}{K_1 \cdot U'_{вх}} \quad (3.60)$$

где K_1 - коэффициент усиления первой лампы.

Таким образом, относительная величина шума второй лампы ослабляется в K_1 раз. Однако оказывается, что не всегда можно получить достаточно большое значение K_1 . Дело в том, что, поскольку величина входного сопротивления очень велика, то в первой лампе существует отрицательная обратная связь через емкость сетка-анод с коэффициентом связи $\beta = \frac{C_{ca}}{C_{вх}}$ (эффект Миллера). Поэтому

$$K_1 = \frac{K_1^0}{1 + K_1^0 \beta}; \quad K_1^0 = 30$$

В определенном случае, когда величина всех остальных емкостей, кроме ламповых, мала (рис. 3.13а)

$$K_1 = \frac{C_{ca} + C_{ск}}{C_{ca}} = 1 + \frac{C_{ск}}{C_{ca}}$$

Для лампы 6Х1П $C_{ca} = 1,2 \text{ пФ}$, $C_{ск} = 3,2 \text{ пФ}$, $K_1 \approx 4$.

В этом случае вклад шумов второй лампы может оказаться существенным. Однако следует иметь в виду, что отмеченная выше обратная связь одновременно уменьшает шум входного сопротивления и сеточного тока второй лампы. Поэтому эти компоненты шума будут попрежнему ослаблены в K_1^0 раз. Обратной связью остается неохваченным лишь дробовый шум второй лампы. Поэтому следует обратить внимание на уменьшение величины этого шума. В схеме 3.14 в качестве второй лампы использован триод 6Х1П с $S = 5 \frac{\text{мА}}{\text{В}}$. В этих условиях вклад шумов второй лампы пренебрежимо мал.

Уровень радиотехнических шумов.

Параметры первой лампы и входа:

$$C_{вх} = 9 \text{ пФ}; \quad S = 0,7 \frac{\text{мА}}{\text{В}}; \quad I_c = 7 \cdot 10^{-11} \text{ А}$$

Значение единиц измерения шумового заряда и длительности:

$$1 \text{ е.ш.з.} = 110 \text{ е}; \quad \tau_0 = 14 \text{ мксек};$$

где e — заряд электрона.

При использовании двукратного RC -интегрирования — двукратного RC -дифференцирования необходимо выбрать следующие значения $\tau_{и}$ и $\tau_{г}$:

$$\tau_{и} = 7,0 \text{ мксек} ; \tau_{г} = 28 \text{ мксек} .$$

При этом величина шума должна быть равна:

$$\delta_q = 1,30 \cdot 1 \text{ е.ш.з.} = 145 \text{ е} .$$

Определенная из эксперимента величина δ_q оказалась равной 175 е , причём минимум шума действительно наблюдается при расчётных значениях $\tau_{и}$ и $\tau_{г}$. Для сравнения в таблице 2 приведены значения δ_q , полученные на аналогичных установках .

Таблица 2

	δ_q	тип камеры
Келлер / 38 /	240 е	ионная
Валлада / 42 /	270 е	ионная
Энджелмейер / 18 /	380 е	электронная
Ханна / 17 /	340 е	электронная
Наши результаты	175 е	электронная

§ 6. Поглощение энергии α -частиц в слое источника.

Коллимация.

Амплитудное распределение импульсов, возникающих на собирающей электроде камеры, может быть искажено за счёт поглощения части энергии α -частиц в слое источника. Величина этого поглощения зависит как от глубины слоя, из которого испускается α -частица, так и от угла вылета. Очевидно, что

частицы, вылетающие параллельно поверхности источника, теряют максимальное количество энергии. Именно эти частицы обуславливают "хвост" линии, тянущийся в сторону меньших энергий (рис.3.15). Поглощение энергии α -частиц в слое источника приводит не только к ухудшению разрешающей способности спектрометра, но и к смещению максимума амплитудного распределения импульсов, что может оказаться существенным при измерении энергии α -частиц. Кроме того, появление "хвоста" затрудняет выделение α -линий с меньшей энергией, особенно, малоинтенсивных. Понятно, что все эти эффекты проявляются тем сильнее, чем больше толщина слоя источника. Однако, они не исчезают и при использовании чрезвычайно тонких источников, что, по видимому, объясняется диффузией части атомов α -излучателя внутрь подложки. Этим же обстоятельством объясняется и наблюдаемый на опыте факт "старения" источников. Например, было замечено, что спектр, полученный с источником годичной давности (алюминиевая подложка) ухудшается по сравнению со спектром того же источника, полученном сразу после его изготовления. Поэтому мы избегали работать с источниками более, чем 2-х - 3-х месячной давности. Действенным средством уменьшения эффектов, связанных с поглощением энергии α -частиц в слое источника, является коллимация, т.е. устранение из регистрации α -частиц, вылетевших под малыми углами к поверхности источника.

Механический коллиматор.

Одним из возможных способов коллимирования источника является коллимация с помощью механических коллиматоров. Для многих измерений, в частности, при исследовании изотопного состава урана, мы использовали коллиматор со следующими пара-

метрами: толщина диска — 2 мм; диаметр отверстий — 9 мм; расстояние между центрами отверстий — 10 мм; число отверстий—74. Такой коллиматор позволяет использовать довольно большие площади источников (до 75 см^2), причём прозрачность его составляет 70 % при общем сокращении счёта в 3 раза. Большая величина диаметра отверстий позволяет легко получить внутри отверстий поле, достаточное для предотвращения рекомбинации ионов.

На рис. 3.15 приведен α -спектр естественной смеси изотопов урана, полученный при использовании описанного выше коллиматора. Как видно из рисунка, с введением коллимации качество спектра значительно улучшается: уменьшается полуширина линии, резко сокращается величина "хвоста". Достоинством такого метода коллимации является то, что он не приводит к искажению относительной интенсивности α -линий.

Методы электронной коллимации.

Впервые метод электронной коллимации был использован в 1955 г. Валладасом / 22 /, использовавшим камеру с электронно-ионным собранием. Б.А. Бочаговым был предложен несколько отличный метод применительно к работе с камерой с сеткой / 27 /. Еще два метода электронной коллимации были предложены Ю.Л. Филимоновым и др. / 21 / и в работе итальянских авторов / 19 /.

Сущность всех методов электронной коллимации заключается в использовании зависимости от угла вылета α -частиц, либо амплитуды импульса на высоковольтном электроде или сетке, либо времени запаздывания импульса на собирающем электроде по отношению к импульсу на высоковольтном электроде, либо максимального значения тока, возникающего на собирающем электроде. Пусть, например, для коллимации используется импульс V_1 с высоковольтного электрода. Дифференциальное амплитудное

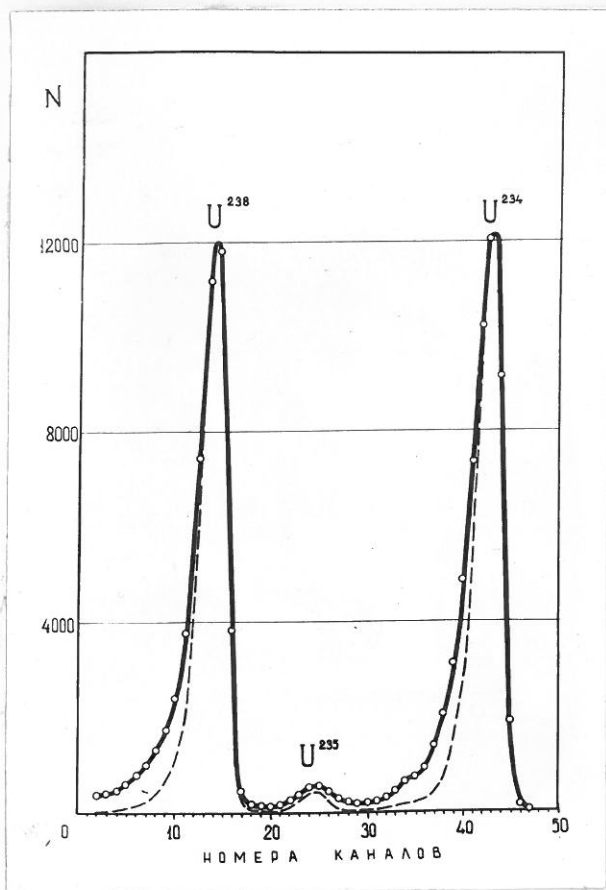


Рис.3.15.

α - спектр естественной смеси изотопов урана.

Сплошная линия - спектр без коллимации,

пунктирная линия - с механическим коллиматором.

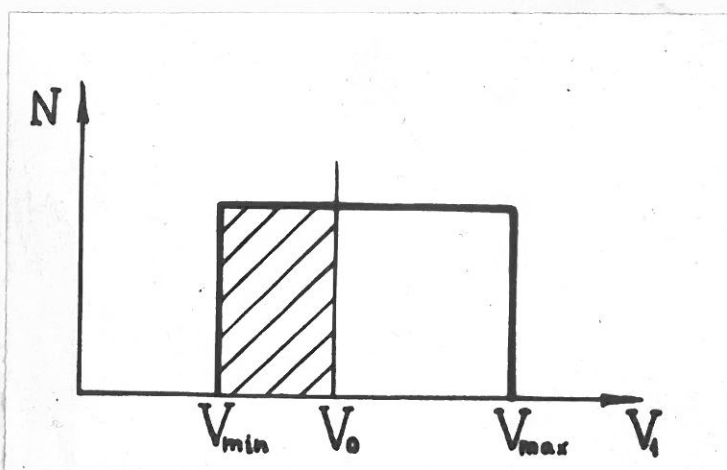


Рис.3.16.

Схематическое амплитудное распределение импульсов V_1 с высоковольтного электрода.

распределение импульсов будет таким, как показано на рис. 3.16. Импульсам с минимальной амплитудой $V_{\text{МИН.}}$ соответствуют α -частицы, вылетевшие перпендикулярно к поверхности электродов, а импульсам с максимальной амплитудой $V_{\text{МАКС.}}$ — α -частицы, вылетевшие параллельно поверхности электродов. Отсюда видно, что коллимацию можно ввести, регистрируя импульсы с собирающего электрода в совпадении с импульсами V_1 , лежащими в интервале $V_{\text{МИН.}} < V_1 < V_0 \leq V_{\text{МАКС.}}$. Ясно, что меняя величину V_0 , можно произвольно менять степень коллимации.

Для определения влияния коллимации на величину "хвоста" линии был измерен α -спектр U^{238} при различной степени коллимации (изменению скорости счёта в 1,5; 2 и 7 раз). Результаты измерений приведены на рис. 3.17. Как видно из рисунка, основное уменьшение величины "хвоста" происходит уже при введении половинной коллимации. При такой коллимации интенсивность линии на расстоянии 200 кэВ от максимума уменьшается в 500 раз. При этом следует иметь в виду, что на расстоянии ~ 170 кэВ от основной линии имеется группа α -частиц U^{238} с интенсивностью $\sim 0,3\%$. С дальнейшим увеличением степени коллимации величина "хвоста" уменьшается медленно. Так, при коллимации, характеризующейся сокращением скорости счёта в 7 раз, величина "хвоста" уменьшилась всего лишь вдвое по сравнению с половинной коллимацией. Тот факт, что с введением коллимации "хвост" линии не исчезает полностью, нельзя объяснить только поглощением энергии в слое источника. Здесь, повидимому, основную роль играет рассеяние α -частиц от подложки.

На рис. 3.18 приведены результаты измерения α -спектра естественной смеси изотопов урана, полученные с использованием описанного выше механического коллиматора (пунктирная линия)

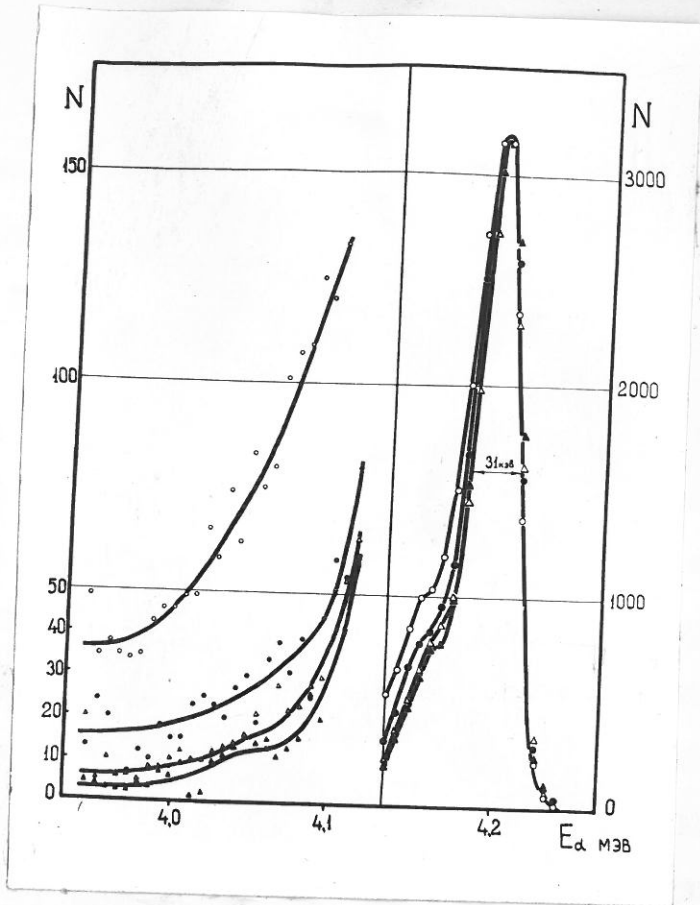


Рис.3.17.

Зависимость формы α -линии от степени коллимации.

○ — α -спектр без коллимации.

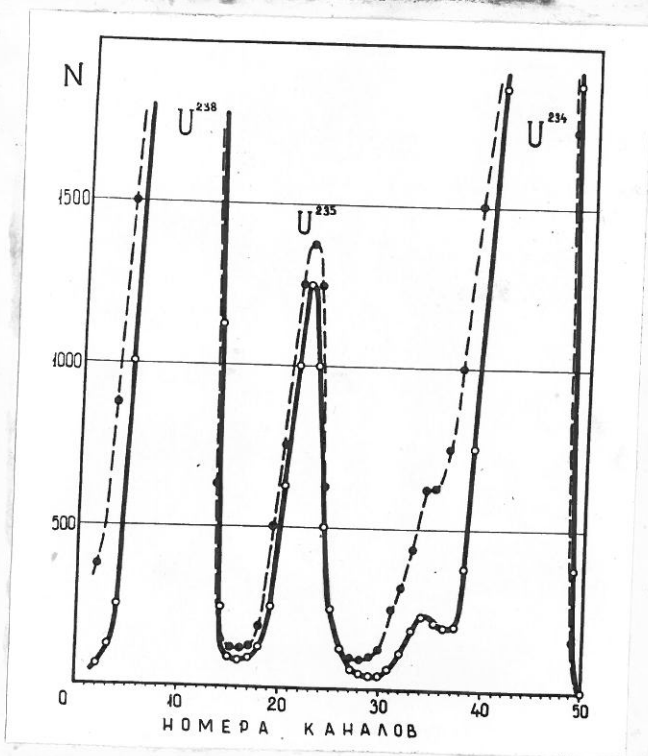


Рис.3.18.

Сравнение механического и электрического способов коллимации.

и с введением электронной коллимации (сплошная линия). Как видно из сравнения графиков на рисунке 3.18, электронная коллимация полнее устраняет "хвост" линии U^{234} , несмотря на то, что скорость счёта в данном случае была уменьшена лишь вдвое, тогда как механический коллиматор сократил скорость счёта в 3 раза. Меньшая эффективность механического коллиматора объясняется тем, что, хотя в среднем он выделяет даже меньший телесный угол, чем в случае электронной коллимации, но частично остаются неисключенными α -частицы, вылетающие под малыми углами ($\sim 15^\circ$) к поверхности электродов. При использовании же электронной коллимации исключаются все α -частицы, вылетевшие под углом к поверхности электродов в данном случае меньшим, чем 30° . Для того, чтобы качество спектра, получаемого при использовании механического коллиматора, стало таким же, как и в случае электронной коллимации, нужно уменьшить светосилу, по крайней мере, еще в два раза.

Отсюда видно, что электронная коллимация имеет несомненные преимущества при работе с малоинтенсивными излучателями. В нашем спектрометре электронная коллимация применяется очень часто. Обычно для этих целей мы используем либо импульсы V_1 с высоковольтного электрода, либо метод временной коллимации.

Искажение относительной интенсивности линий при электронной коллимации.

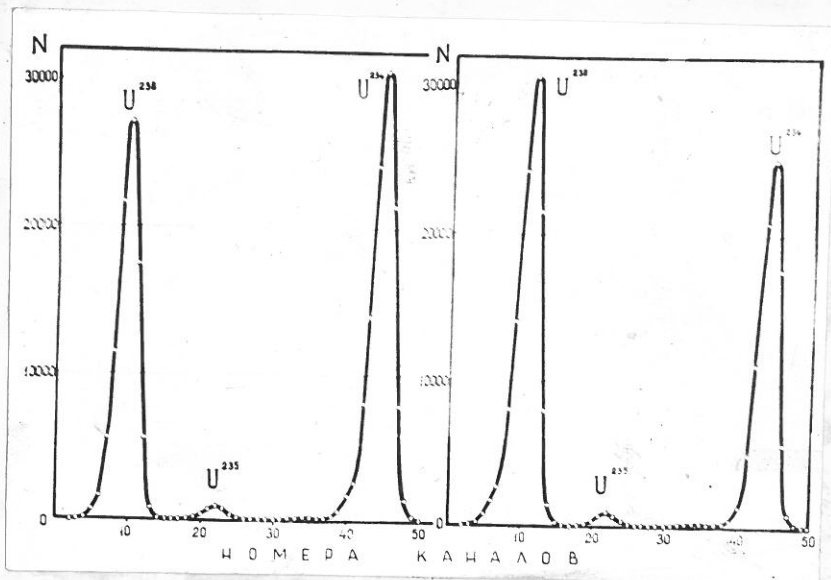
Одним из недостатков электронной коллимации является искажение относительной интенсивности линий, возникающее в результате того, что ширина прямоугольников амплитудных (или временных) распределений импульсов, используемых для коллимации, зависит от энергии α -частиц. Кроме того, прямоугольники, соответствующие различным энергиям, могут быть смещены по

отношению друг к другу. В зависимости от метода коллимации может быть относительно ослаблена линия с большей, либо с меньшей энергией. Так, при использовании временной коллимации (рис. 3.19а) ослабляется линия с меньшей энергией. При использовании же импульсов с высоковольтного электрода наблюдается обратная картина (рис. 3.19б). Иногда это обстоятельство может быть использовано при выделении той или иной линии спектра. В тех же случаях, когда измеряется относительная интенсивность линий, в наблюдаемое отношение интенсивностей оказывается необходимым вводить соответствующие поправки.

В общем случае такие поправки могут быть введены / 47 /, если известны ширина соответствующих прямоугольников и степень коллимации. Однако, подобный способ введения поправки довольно неточен, тем более, что степень коллимации может измениться в процессе опыта. Кроме того, он связан с необходимостью измерения ширины прямоугольников.

В главе 5 будет описан метод точного введения поправки, свободный от перечисленных выше недостатков. Сущность метода заключается в том, что по наблюдаемому искажению отношения интенсивностей каких-либо двух известных линий, находится поправочный коэффициент для третьей линии, относительная интенсивность которой должна быть измерена. Погрешность введенного таким способом поправочного коэффициента не превышает 0,2 - 0,5 %. Не останавливаясь здесь на подробностях, заметим только, что формулы для определения поправочного коэффициента, выведенные в гл. 5 для случая временной коллимации, полностью применимы и в том случае, когда для коллимации используются положительные импульсы с сетки.

Таким образом, при введении соответствующих поправок метод электронной коллимации может быть использован для точного измерения относительной интенсивности линий.



а)

б)

Рис. 3.19.

Искажение интенсивности при электронном способе коллимации.

а) Временная коллимация.

б) Амплитудная коллимация.

§ 7. Флуктуации величины ионизации, производимой α -частицами в газах.

Вопрос о флуктуациях ионизации имеет особое значение, поскольку величина этих флуктуаций устанавливает предел достигнутой разрешающей способности в ионизационных методах.

В теоретической работе Фано / 35 / получено следующее выражение для среднеквадратичной флуктуации δ_N числа пар ионов N при фиксированной энергии ионизирующих частиц, образующих в среднем N_0 пар ионов:

$$\delta_N^2 = \frac{(N - N_0)^2}{N_0^2} = \frac{F}{N_0} \quad (3.61)$$

Аналитическое выражение для коэффициента F будет приведено ниже. По оценке Фано, для случая ионизации в газах $F = 0,3-0,5$. Экспериментального определения величины флуктуаций ионизации до сих пор, фактически, не проводилось. Можно лишь указать на работу / 48 /, в которой исследовалась флуктуация величин импульсов в пропорциональном счётчике, наполненном аргоном, при ионизации электронами малой энергии. Из этих измерений в согласии с выводами Фано следует, что F меньше единицы. Получить же более определённые данные о величине F в данном случае не представляется возможным, поскольку среднеквадратичная флуктуация коэффициента усиления счётчика является величиной довольно неопределённой и, к тому же, значительно превышает среднеквадратичную флуктуацию ионизации.

Наоборот, в работе / 49 / утверждается, что при ионизации α -частицами полония в аргоне $F \approx 15$. Ошибочность этого утверждения не подлежит сомнению.

1. Измерение величин флуктуаций ионизации в аргоне. /50/.

Величина флуктуаций ионизации была определена из измерений α -спектров Ra^{224} ($E_\alpha = 5,681$ Мэв) и Fz^{221} ($E_\alpha = 6,336$ Мэв). Камера наполнялась химически чистым аргоном (99,96 %). Для уменьшения времени собирания электронов к аргону добавлялось 1,5 % CH_4 . При таком наполнении в камере легко мог быть получен режим, при котором полностью устранялся эффект рекомбинации, обеспечивалось прохождение электронов сквозь сетку и отсутствовало "прилипание" электронов к нейтральным молекулам примесей. Для улучшения качества спектра вводилась электронная коллимация, резко уменьшавшая влияние на разрешающую способность толщины слоя источника, прозрачности сетки и времени нарастания импульсов. Необходимая стабильность аппаратуры обеспечивалась схемой стабилизации коэффициента усиления усилительного тракта. Особое внимание было уделено вопросу улучшения отношения сигнала к шуму. Среднеквадратичная флуктуация δ_w импульсов на выходе усилителя, обусловленная радишумами, могла быть непосредственно измерена по спектру генераторных импульсов, подаваемых на вход предусилителя. Согласно этим измерениям, $\delta_w = 4,7$ кэв. В терминах заряда, действующего на входе усилителя, это составляет $175 e$ (§ 5).

На рис. 3.20, 3.21 и 3.22 приведены α -спектры Ra^{224} , Fz^{221} и Ac^{225} , характеризующие разрешающую способность нашего спектрометра. Полуширина α -линии Ra^{224} составляет 17 кэв ($\delta = 7,2$ кэв).

Полное среднеквадратичное отклонение δ можно представить в виде:

$$\delta = \sqrt{\delta_N^2 + \delta_w^2 + \delta_0^2} \quad (3.62)$$

где $\delta_N, \delta_w, \delta_0$ — среднеквадратичные флуктуации, обусловленные

флуктуациями ионизации, радиопучами и всеми остальными причинами, соответственно. Проведенный анализ показал, что в случае Ra^{224} можно пренебречь наличием δ_0 в (3.62). Тогда из (3.62) следует: δ_N (5,681 Мэв) = 5,5 кэв. В случае Fz^{221} оказывается необходимым учесть влияние толщины слоя источника. Дело в том, что Fz^{221} образуется в результате α -распада находящегося в том же источнике Ac^{225} , энергия ядер отдачи которого составляет 100 кэв. При этом половина ядер отдачи остается на поверхности, а половина внедряется на некоторую глубину в подложку. Это приводит к тому, что наблюдаемая α -линия Fz^{221} на самом деле состоит из двух линий, смещенных на 2-3 кэв, а полуширина линии увеличивается на 1,5-2 кэв. Таким образом, действительная полуширина α -линии в данном случае составляет 18 кэв ($\delta = 7,7$ кэв). Подставляя это значение δ в (3.62) и пренебрегая δ_0 , получаем:

$$\delta_N (6,336 \text{ Мэв}) = 6,0 \text{ кэв.}$$

Обсуждение результатов.

1. Поскольку $\delta_N \propto \sqrt{E_\alpha}$, то измеренные значения δ_N можно привести к одной энергии (6,0 Мэв). После усреднения по двум измерениям получаем: δ_N (6,0 Мэв) = 5,8 кэв. Используя это значение, можно предложить формулу для определения δ_N при различных E_α :

$$\delta_N(E_\alpha) = 5,8 \sqrt{\frac{E_\alpha}{6,0}} \quad (3.63)$$

где E_α выражено в Мэв, а δ_N - в кэв.

Таким образом, в ионизационной камере, наполненной аргоном, полуширина линии в пределе может быть доведена до ~ 14 кэв при $E_\alpha = 6,0$ Мэв. (Это значение может оказаться завышенным на 1 - 2 кэв в силу того, что мы пренебрегли δ_0 в (3.62)).

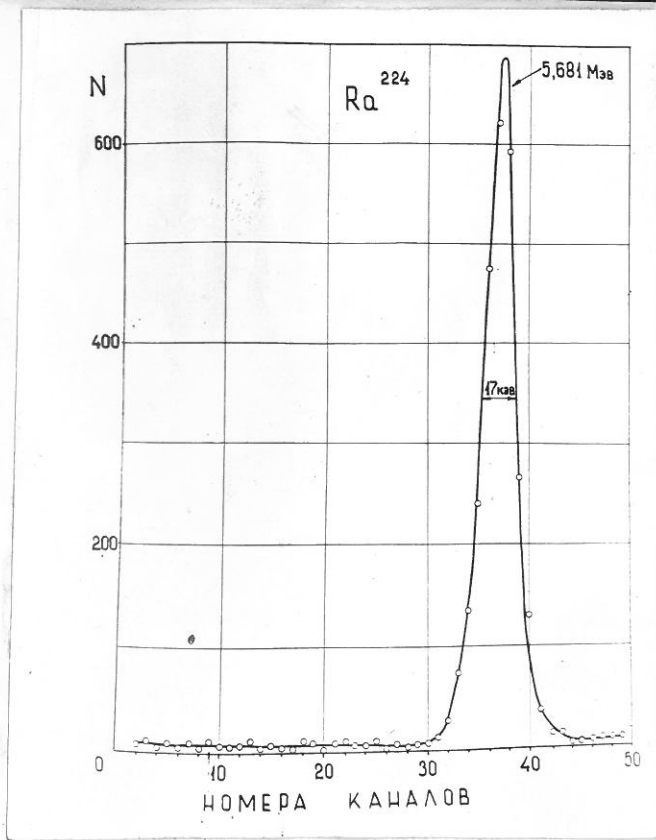


Рис.3.20.
 α -спектр Ra^{224} .

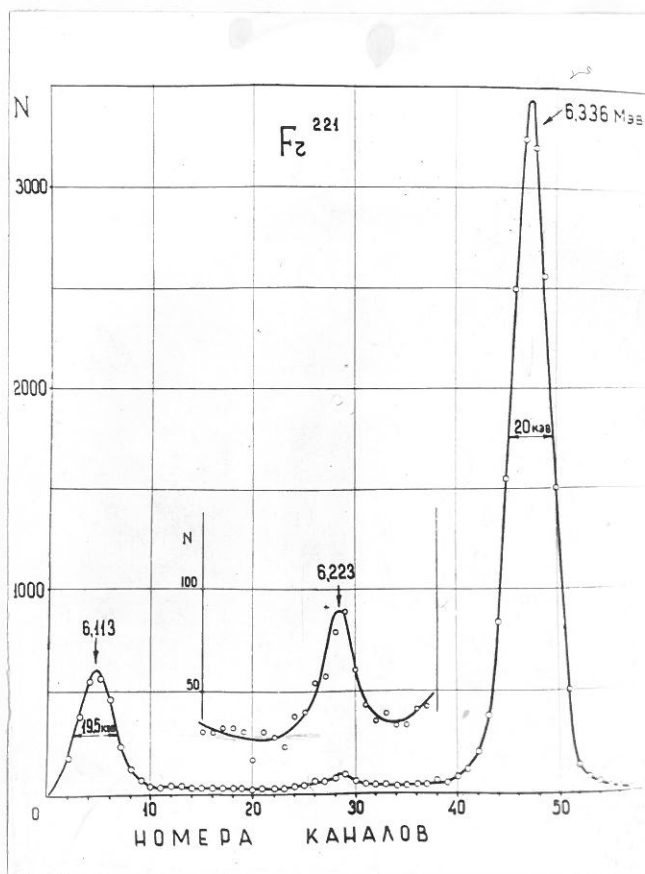


Рис.3.21.
 α -спектр Fr^{221} .

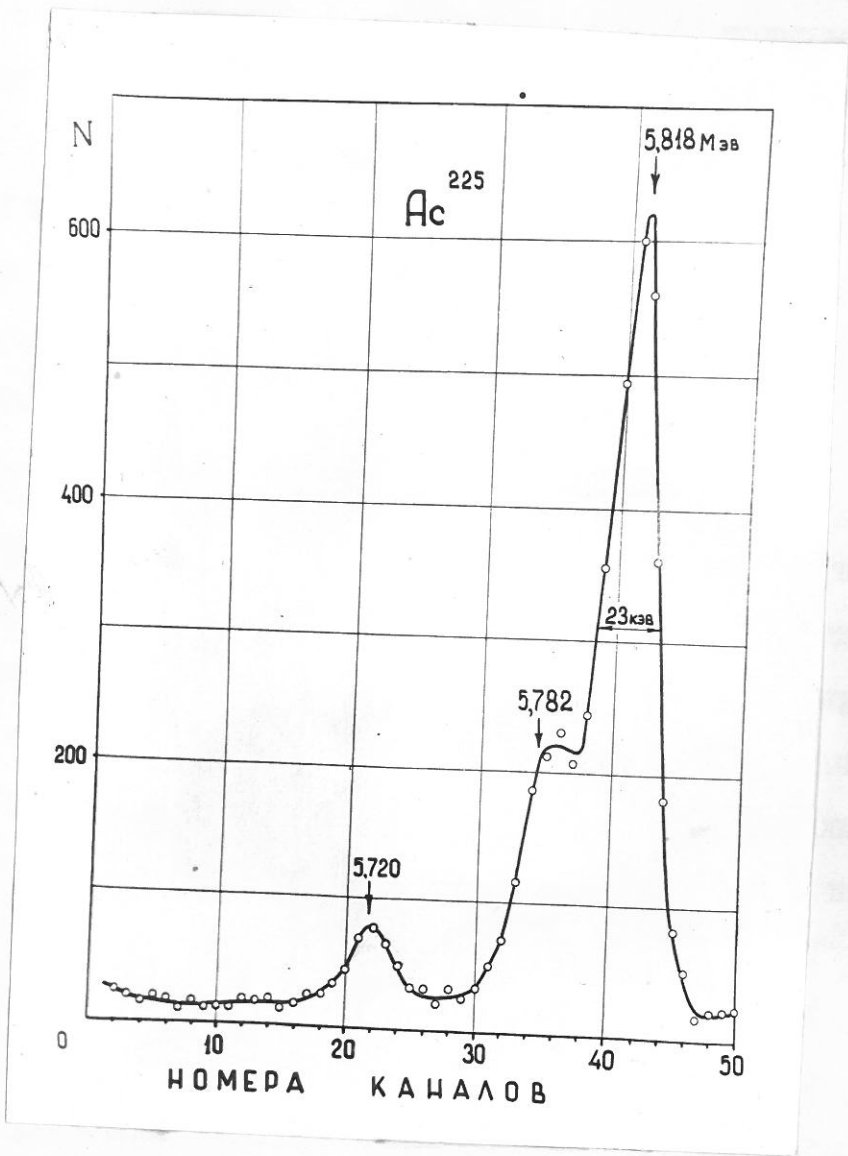


Рис. 3.22.
 α - спектр Ac^{225} .

2. Полученные результаты можно использовать для определения F . Преобразуя (3.61) таким образом, чтобы δ_N была выражена в кэв, и принимая $\omega = 26,4 \text{ эв} / 51 /$, получаем $F_{\text{эксп.}} = 0,22$. Сравнивая это значение со значением, следующим из оценки Фано ($F \approx 0,3$), можно сделать вывод, что теория Фано, повидимому, достаточно хорошо описывает эффект флуктуации ионизации в аргоне. Величина этой флуктуации может быть определена по формуле (3.61) со значением коэффициента $F = 0,22$, либо непосредственно по формуле (3.63).

П. О возможности уменьшения величины флуктуаций ионизации.

Анализируя результаты расчётов Фано, можно показать, что величина флуктуаций ионизаций, в основном, определяется перераспределением числа ионизованных и возбужденных атомов. Общее же их количество, повидимому, флуктуирует значительно меньше. Это приводит к идее о необходимости регистрации в ионизационном спектрометре именно суммы ионизованных и возбужденных атомов, что может быть осуществлено, например, следующим образом. Известно, что в атомах благородных газов нижний уровень возбуждения является метастабильным, и что при столкновении таких возбужденных атомов с молекулами примеси, потенциал ионизации которых меньше энергии метастабильного состояния, происходит ионизация этих молекул (дополнительная ионизация) /33.34/. Очевидно, что если вероятность дополнительной ионизации велика, то величина суммарной ионизации, регистрируемой в спектрометре, будет равна сумме первично ионизованных и возбужденных атомов.

Величина флуктуаций суммарной ионизации. /52/.

При вычислении величины флуктуаций суммарной ионизации мы воспользуемся методом, развитым Фано /35/. Полностью повторяя рассуждения Фано, можно получить следующее выражение для отно-

сительной среднеквадратичной флуктуации δ_y суммарной ионизации y :

$$\delta_y^2 = \frac{(y - \bar{y})^2}{\bar{y}^2} = \frac{\bar{N}}{\bar{y}^2} \left(n_p - \frac{E_p}{W} \right)^2 \quad (3.64)$$

где n_p - число пар ионов, образованных в p -ом столкновении, сопровождаемом потерей ионизирующей частицей энергии E_p ;

\bar{y} - средняя величина суммарной ионизации (число пар ионов) ;

$\frac{W}{N} = \frac{\bar{E}_a}{\bar{y}}$ - средняя энергия образования одной пары ионов ;

\bar{N} - среднее число неупругих столкновений. (Здесь и в дальнейшем под неупругими столкновениями мы понимаем столкновения, приводящие к потере энергии ионизирующей частицей. Сюда относятся столкновения с атомами среды как самой частицы, так и δ -электронов, но не относятся столкновения молекул с возбужденными атомами). Введем следующие обозначения:

p_k^i - доля неупругих столкновений с потерей энергии E_k^i .

p_k^e - доля неупругих столкновений, приводящих к возбуждению с потерей энергии E_k^e .

σ - вероятность снятия возбуждения с образованием дополнительной ионизации.

$p = \sum p_k^i$ - полная вероятность ионизации при неупругом столкновении.

$W_i = \frac{\sum p_k^i E_k^i}{p}$ - средняя потеря энергии по всем столкновениям, приводящим к ионизации.

$W_e = \frac{\sum p_k^e E_k^e}{1-p}$ - средняя потеря энергии по всем столкновениям, приводящим к возбуждению.

Используя введенные величины, легко получить следующие равенства:

$$W_0 = W_i + W_e \frac{1-p}{p} \quad (3.65)$$

$$W = W_0 \cdot \frac{1}{1 + \sigma \cdot \frac{1-p}{p}} = W_0 \cdot A \quad (3.66)$$

$$\bar{N} = \frac{N_0}{p} ; \quad \bar{y} = \frac{N_0}{A} \quad (3.67)$$

где N_0 и W_0 — среднее число пар ионов и средняя энергия образования пары ионов в отсутствие дополнительной ионизации. Подставляя (3.67) в (3.64), получаем:

$$\delta_y^2 = \frac{1}{N_0} \cdot \frac{A^2}{P} \left(n_p - \frac{E_p}{W} \right)^2 = \frac{F}{N_0} \quad (3.68)$$

При вычислении F все неупругие столкновения можно разбить на три группы.

А) Столкновения, приводящие к ионизации. Сюда входит как первичная ионизация, так и ионизация δ -электронами, причём считается, что отношение сечений различных неупругих столкновений не зависит от природы и энергии ионизирующей частицы.

Б) Столкновения, приводящие к возбуждению атомов с последующим снятием этого возбуждения с образованием дополнительной ионизации.

В) Столкновения, приводящие к возбуждению атомов и не сопровождаемые дополнительной ионизацией.

Очевидно, что для столкновений типа А и Б $n_p = 1$, тогда как в случае В $n_p = 0$. Имея это в виду и используя (3.68), получаем:

$$F = \frac{A^2}{P} \left[\sum_{\text{ион.}} p_k^i \left(1 - \frac{E_k^i}{W} \right)^2 + \sum_{\text{в.о.з.б.}} p_k^e \sigma \left(1 - \frac{E_k^e}{W} \right)^2 + \sum_{\text{в.о.з.б.}} p_k^e (1 - \sigma) \left(\frac{E_k^e}{W} \right)^2 \right] \quad (3.69)$$

где суммирование распространяется на все столкновения, приводящие к ионизации (первая сумма) и к возбуждению (вторая и третья суммы). Вводя в (3.69) W_i и W_e и используя (3.66), окончательно получаем:

$$F = \varphi(\sigma) + \frac{1}{P \cdot W_0^2} \left[\sum_{\text{ион.}} p_k^i (W_i - E_k^i)^2 + \sum_{\text{в.о.з.б.}} p_k^e (W_e - E_k^e)^2 \right] \quad (3.70)$$

$$\varphi(\sigma) = \frac{1}{W_0^2} \left[(W - W_i)^2 + \sigma \cdot \frac{1-P}{P} (W - W_e)^2 + \frac{1-P}{P} (1 - \sigma) \cdot W_e^2 \right] \quad (3.71)$$

Последние два члена в (3.70), обозначенные в дальнейшем $\Phi_{и}$ и $\Phi_{в}$, обусловлены флуктуациями потерь энергии при ионизации и возбуждении и не зависят от дополнительной ионизации. $\Phi(\epsilon)$ определяется перераспределением числа ионизованных и возбужденных атомов, а также флуктуациями, возникающими в процессе дополнительной ионизации. В предельном случае отсутствия дополнительной ионизации ($\epsilon = 0$) (3.70) переходит в формулу Фано:

$$F = \frac{1-p}{p^2} \cdot \frac{W_e^2}{W_0^2} + \frac{1}{p \cdot W_0^2} \left[\sum_{\text{ион.}} p_k^i (W_i - E_k^i)^2 + \sum_{\text{возб.}} p_k^e (W_e - E_k^e)^2 \right] \quad (3.72)$$

В случае $\epsilon = 1$ (3.71) может быть представлена в виде:

$$\Phi_{\text{пред.}} = \frac{(W_i - W_e)^2}{W_0^2} (1-p) = \frac{(W_i - W_e)^2 (W_0 - W_i)}{W_0^2 (W_0 - W_i + W_e)} \quad (3.73)$$

Обсуждение результатов.

I. На рис. 3.23 приведена расчётная зависимость $\frac{\Phi(\epsilon)}{\Phi_0}$ для аргона и гелия. (Φ_0 — значение $\Phi(\epsilon)$ при $\epsilon = 0$). При расчёте в качестве W_i и W_e были взяты значения потенциала ионизации I и энергии первого уровня возбуждения U_1 , соответственно. Как видно из рисунка, с увеличением вероятности дополнительной ионизации величина $\Phi(\epsilon)$ уменьшается в случае аргона почти в 30 раз, в случае гелия — в 100 раз. В табл. I приведены результаты расчёта величины Φ_0 и $\frac{\Phi_{\text{пред.}}}{\Phi_0}$ для пяти благородных газов. Приведенные результаты, однако, в силу сделанных выше допущений, носят лишь оценочный характер. В частности, можно определенно утверждать, что значения Φ_0 несколько занижены, о чем кстати, свидетельствует сравнение имеющихся экспериментальных и расчётных данных для аргона при $\epsilon = 0$ ($F_{\text{эксп.}} = 0,22$,

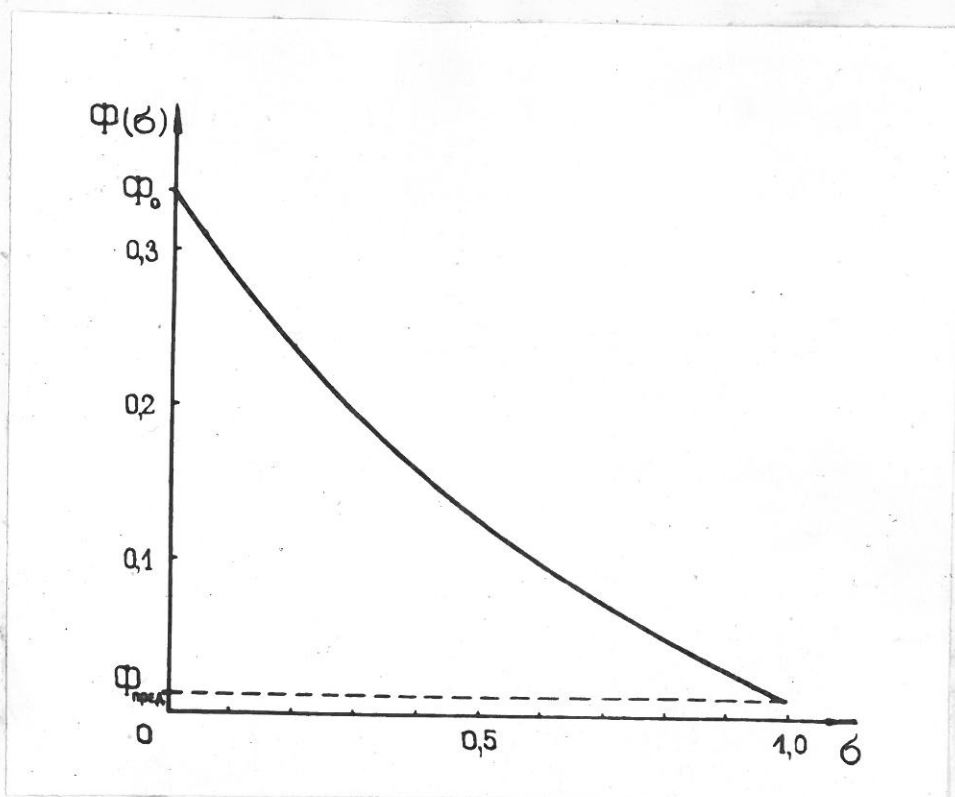


Рис.3.23.

Уменьшение флуктуации ионизации в зависимости от вероятности дополнительной ионизации.

(Φ_0) расч. = 0,33), что же касается отношения $\frac{\Phi_{\text{ПРЕД}}}{\Phi_0}$, то, как это следует из (10), оно определяется разностью $W_i - W_e$. Точных данных относительно этих величин пока не существует. Возможно, что приведенные в табл. I значения $\frac{\Phi_{\text{ПРЕД}}}{\Phi_0}$ несколько ниже реальных. Тем не менее можно утверждать, что в случае использования легких благородных газов (He, Ne, Ar) при эффективной дополнительной ионизации можно уменьшить величину $\Phi(\delta)$ до 0,01 - 0,02.

2. Можно произвести оценку величины последних двух членов (Φ_i и Φ_B) в (3.70), полагая, что потери энергии E_k^i и E_k^e равномерно распределены в интервалах энергий $I \leq E_k^i \leq 2I$ и $U_1 \leq E_k^e \leq I$.

Как следует из оценки, во всех рассмотренных случаях величина Φ_B пренебрежимо мала, а величина Φ_i примерно одинакова и равна $\sim 0,03$. Однако нужно учесть, что предположение о равномерности распределения E_k^i является очень грубым и приводит к значительному увеличению Φ_i . Поэтому можно ожидать, что реальная величина Φ_i составляет $\sim 0,01 \div 0,02$. Таким образом, есть все основания полагать, что при достаточно эффективной дополнительной ионизации можно уменьшить значение коэффициента F до $0,02 \div 0,04$, т.е., примерно, в 10 раз, что в случае ионизационного α -спектрометра означает уменьшение предельной полуширины α -линии до 4 - 6 кэВ.

3. Как следует из изложенного, разрешающая способность ионизационного спектрометра может быть увеличена в несколько раз, если удастся осуществить эффективную дополнительную ионизацию. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные /53,54/, повидимому, указывают на возможность решения этой задачи. Снятие возбуждения за счёт вторичных столкновений не

является единственным способом образования дополнительной ионизации. Для этих же целей может быть использована фотоионизация примесей, добавляемых к благородным газам.

Таблица I

газ	I	U_1	W_0	φ_0	$\varphi_{\text{ПРЕД}}/\varphi_0$
	эВ	эВ	эВ		
He	24,5	20,5	42,7	0,38	0,01
Ne	21,5	16,6	36,8	0,36	0,023
Ar	15,7	11,5	26,4	0,33	0,036
Kr	13,9	9,9	24,1	0,35	0,040
Xe	12,1	3,3	21,9	0,37	0,044

До сих пор мы говорили об образовании и регистрации дополнительной ионизации. Однако очевидно, что всё сказанное относится и к тому случаю, когда регистрируется число возбужденных атомов, а ионизованные атомы переводятся в возбужденные. Такая ситуация имеет место, например, в газовом сцинтиляционном счётчике при условии полной рекомбинации ионов. Следовательно, предельная разрешающая способность такого счётчика должна быть очень высокой.

§ 8. Стабилизация коэффициента усиления усилительного тракта.

Возникающие на собирающей электроде импульсы усиливаются с помощью предусилителя ($K_y = 50$) и основного усилителя ($K_y = 5 \cdot 10^{-4}$) до амплитуды ≈ 75 в. Затем в экспандере отрезаются вершины импульсов и усиливаются еще в 20, 10, 5 или 2,5 раза.

после чего они подаются на анализатор. Таким образом, общее усиление тракта достигает 10^6 . В этих условиях особое значение имеет вопрос стабильности коэффициента усиления и уровня вычитания, тем более, что обычно измерения продолжают в течение десятков часов. Насколько трудно обеспечить необходимую стабильность усилителя видно из следующего примера: в аналогичной установке Ханна и др. / 17 / для получения максимальной стабильности были приняты такие меры, как тщательность монтажа и подбор высокостабильных деталей, стабилизация напряжения сети ($\pm 1\text{В}$) и температуры в комнате ($\pm 1^\circ\text{C}$). В этих условиях после 48 часового прогрева всей аппаратуры нестабильность коэффициента усиления за 8 часов работы была около 0,1%. Такой метод стабилизации очень неудобен и не обеспечивает достаточной стабильности усилителей.

Схема стабилизации коэффициента усиления усилительного тракта.

В нашем α -спектрометре применен метод принудительной стабилизации коэффициента усиления усилительного тракта. Сущность метода состоит в том, что импульсы, поступающие на вход многоканального анализатора, т.е., прошедшие весь усилительный тракт, одновременно подаются на специальную систему (рис. 3.24), следящую за величиной амплитуды этих импульсов. В случае изменения амплитуды импульсов следящая система изменяет коэффициент усиления основного усилителя до тех пор, пока амплитуда импульсов не примет прежнего значения. Для уверенной работы системы стабилизации необходимо, чтобы частота поступающих на её вход импульсов была не менее 30 имп/сек. Если достаточно интенсивность исследуемой линии α -спектра, или какой-либо другой линии, находящейся поблизости ($\sim 200-400$ кэв)

от исследуемой, то стабилизация может быть осуществлена непосредственно с помощью импульсов от α -частиц. Так, при изучении спектра U^{235} (~ 1 имп/сек) удобной для стабилизации оказалась имеющаяся в спектре линия U^{234} (~ 50 имп/сек), расположенная на 370 кэВ выше наиболее интенсивной линии U^{235} . Если же такой возможности не существует, то стабилизация осуществляется с помощью импульсов от специального генератора, обладающего высокой стабильностью амплитуды выходных импульсов.

Импульсы с отрицательного выхода генератора (рис.3.25) поступают на вход усилителя (рис.3.26) и вместе с импульсами от α -частиц проходят весь усилительный тракт. С выхода экпандера импульсы поступают на вход I стабилизирующей схемы. Вход в обычном состоянии закрыт (Л1, Л4) и открывается специальным импульсом, поступающим с генератора на вход 2. Пройдя ворота, импульс поступает на измеритель скорости счёта (Л2, Л3), где амплитуда импульсов преобразуется в постоянное напряжение. Это напряжение через катодный повторитель Л5 подается на балансную схему (Л6, Л7). Постоянное напряжение, подаваемое на первую сетку Л7, является опорным. Изменяя его величину, можно менять уровень стабилизации. На антидипатронные сетки ламп Л6, Л7 поданы переменные напряжения (50 Гц), равные по амплитуде и сдвинутые на фазу π по отношению друг к другу. Если напряжение на сетке Л6 равно опорному (схема сбалансирована), то на аноде ламп Л6, Л7 не возникает переменного напряжения. В случае же разбалансировки схемы на аноде появляется переменное напряжение, причём фаза его определяется знаком разбалансировки. Возникшее переменное напряжение подается через Л8 и Л9 на реверсивный двигатель РД-09, направление вращения которого зависит от фазы поступающего на

ного переменного напряжения. С осью двигателя связан реостат, изменяющий в небольших пределах (1%) коэффициент усиления основного усилителя. Бращение двигателя продолжается до тех пор, пока на сетке L_8 не исчезнет переменное напряжение, т.е. пока амплитуда стабилизируемых импульсов не вернется к прежнему значению.

Чувствительность описанной схемы стабилизации составляет 0,1 в. Нестабильность за длительный промежуток времени (сотни часов работы) — не хуже 0,3 в. в пересчёте на амплитуду поступающих на вход стабилизирующей системы импульсов. Стабильность стабилизирующей системы проверялась следующим образом.

Были собраны две аналогичные схемы стабилизации и включены в параллель. В течение недели непрерывной работы разница в уровнях стабилизации этих схем не превышала 0,3 в. Ширина канала многоканального анализатора, работающего в нашем спектрометре составляет 1 в. Таким образом, схема стабилизации стабилизирует положение линий спектра с точностью $1/3$ от ширины канала анализатора. При ширине канала, равной 5 кэв, это составляет 0,03 % для α -частиц с энергией 5 Мэв. Следует однако заметить, что такая стабильность может быть получена лишь в том случае, если стабилизирующими импульсами являются импульсы от α -частиц. При работе же от генераторных импульсов добавляется еще нестабильность амплитуды этих импульсов. Как показывает опыт, в этом случае положение α -линий может быть стабилизировано с точностью 0,1 %.

Генератор импульсов точной амплитуды.

Как уже указывалось, в ряде случаев стабилизация коэффициентов усиления в α -спектрометре осуществляется с помощью генераторных импульсов. Кроме того, генераторные импульсы

используются для точного измерения энергии α -частиц. Естественно, что при этом требуется высокая стабильность амплитуды импульсов. Таких стабильность не могут обеспечить известные генераторы импульсов, выпускаемые промышленностью (26-И, ГИС-1, ГИС-2).

В используемой нами генераторе большая стабильность достигается за счёт применения двойного диодного ограничения амплитуды импульсов. Принципиальная схема генератора показана на рис.3.25. Подобное описание схемы приведено в статье / 55 /, поэтому мы не будем на нем останавливаться.

Основные характеристики генератора:

1. Частота повторения импульсов 0,1 - 500 гц, причём возможна синхронизация от сети.

2. Амплитуда положительных импульсов I - 100 вольт.

3. Амплитуда отрицательных импульсов 0,05 - 5 вольт.

4. Переменная составляющая сети на выходе - менее 2 мв.

5. Длительность импульсов 5 - 50 нсек.

6. Фронт импульсов 0,3 - 5 нсек (линейный).

Подача генераторных импульсов на вход усилителя.

На вход усилителя должны быть поданы отрицательные импульсы с амплитудой $\sim 1,5$ мв. Амплитуда импульсов на отрицательном выходе генератора составляет ~ 2 в. Таким образом, при подаче на вход усилителя амплитуда генераторных импульсов должна быть ослаблена \sim в 1000 раз. Это ослабление удобнее всего осуществить на емкостном делителе, одной из емкостей которого служит входная емкость усилителя C (рис.3.26). Поскольку $C_{вх} \approx 20$ pF, то емкость C_0 очень мала $\sim 0,02$ pF. Это позволит вообще не ставить никакого специального конденсатора, а емкость C_0 осуществить за счёт создания небольшой

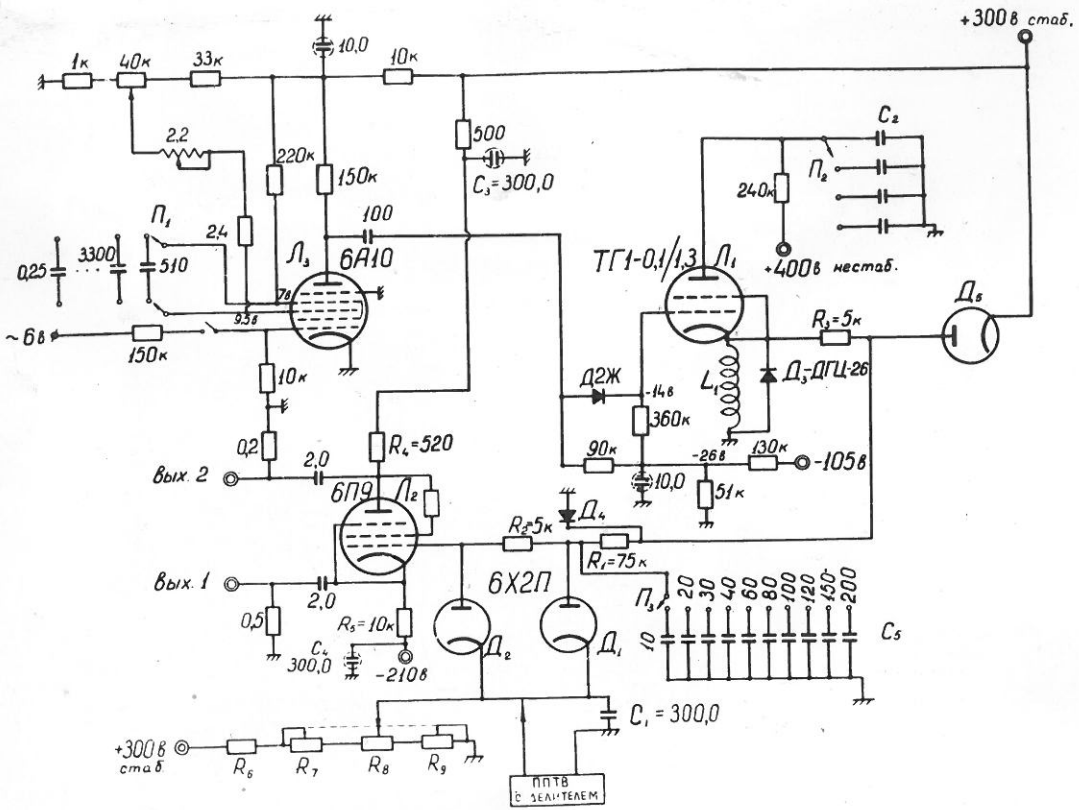


Рис. 3.25.

Схема генератора импульсов точной амплитуды.

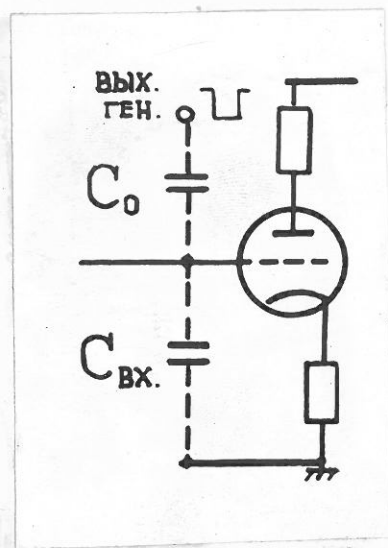


Рис. 3.26.

антенки вблизи входа усилителя, на которую и подаются импульсы от генератора. Подбирая высоту антенки, можно получить необходимый коэффициент деления.

Если в процессе работы емкость $C_{вх.}$ собирающего электрода относительно земли будет изменена, то импульсы от α -частиц и генераторные импульсы изменятся в одинаковом отношении, и не возникнет необходимости изменять коэффициент деления. Таким образом, подбор высоты антенки должен быть произведен только однажды. Стабильность величины C_0 достигается за счёт жесткости монтажа всех близлежащих деталей (в том числе и лампы).

Практика работы с нашим спектрометром показала, что такой способ подачи сигналов на вход усилителя вполне удовлетворителен. Нестабильность амплитуды входных сигналов за несколько дней работы не превышает 0,1 % (сюда входят нестабильность C_0 и нестабильность амплитуды на отрицательном выходе генератора при заданной амплитуде на положительном входе). Подобным же образом на вход усилителя могут быть поданы импульсы одновременно от двух генераторов.

В заключение приведем результаты измерения α -спектра U^{234} с использованием стабилизации (рис. 3.27). Кружками обозначены результаты измерения спектра в течение первых 24 часов измерений после 2-х часового прогрева аппаратуры. Результаты измерения спектра в течение последующих 24 часов обозначены треугольниками. Как видно из рис. 3.27, между этими двумя сериями измерений, практически, нет никакого различия, что доказывает надежность использования системы стабилизации.

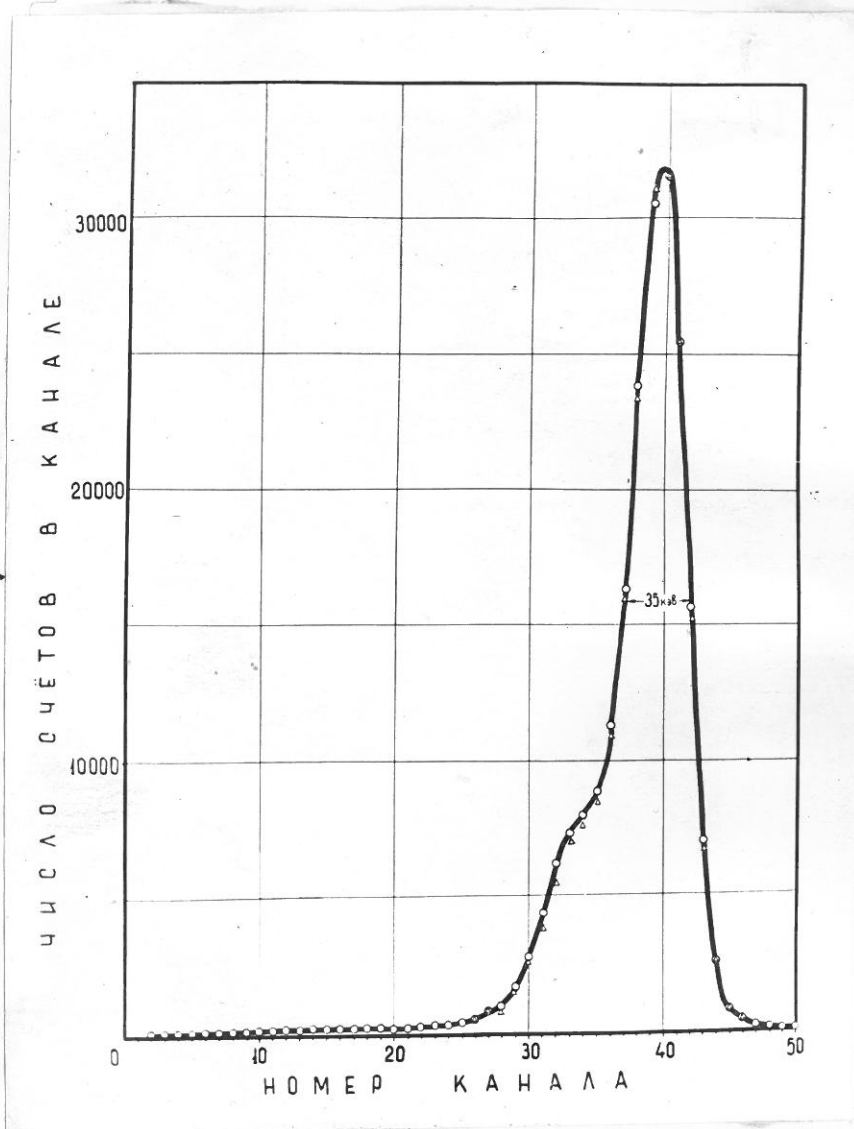


Рис.3.27.

Измерение α -спектра U^{234} с применением системы стабилизации.

- - результаты измерения за первые 24 часа работы,
- △ - результаты измерения за последующие 24 часа работы.

§ 9. Влияние электронов конверсии на разрешающую способность спектрометра.

При изучении α -переходов на возбужденные уровни дочерних ядер может иметь место размытие спектра за счёт электронов конверсии, сопровождающих α -распад. Например, при распаде U^{234} на первый возбужденный уровень Th^{230} , практически, каждая α -частица сопровождается электроном конверсии. Поскольку вероятность испускания электрона в рабочий объём камеры равна $1/2$, то, следовательно, половина зарегистрированных в камере α -частиц будет сопровождаться электронами конверсии. Электроны производят в камере дополнительную ионизацию, благодаря чему увеличивается амплитуда соответствующих импульсов от α -частиц.

На рис. 3.28 приведен α -спектр U^{234} .

Пунктирной кривой обозначен спектр, полученный на совпадение с рентгеновским L -излучением, т.е. спектр, соответствующий переходу на первый возбужденный уровень Th^{230} . Как видно из рисунка, наличие электронов конверсии приводит к значительному расширению линии α_1 . Влияние электронов конверсии может быть еще более значительным, если изучается α -переход на высокие уровни возбуждения дочернего ядра, и если возбуждение снимается каскадным испусканием электронов конверсии. Такая ситуация имеет место, например, при изучении α -переходов на уровни +4, +6 или +8 основной ротационной полосы чётно-чётных ядер. При этом смещенными могут оказаться амплитуды импульсов от каждой α -частицы соответствующих линий. В том случае, когда α -переход сопровождается только одним электроном конверсии, искажение формы линии может быть устранено если ввести совпадение с электронами конверсии / 56 /.

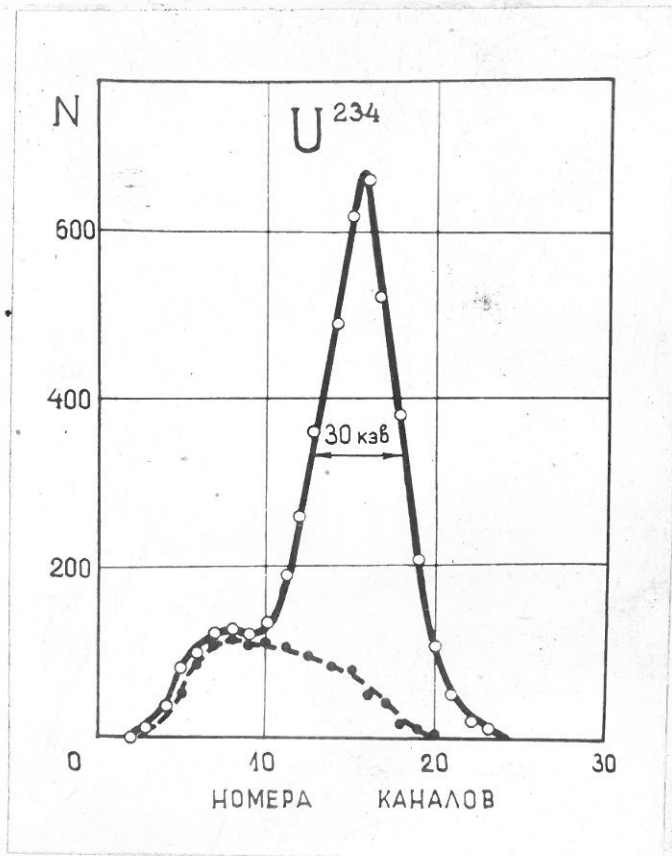


Рис. 3.28.

Влияние электронов конверсии на разрешающую способность спектрометра.

Сильная линия - α -спектр U^{234} , измеренный без совпадений с γ -квантами.

Пунктирная линия - α -спектр в совпадении с рентгеновским L -излучением.

Если же α -переход сопровождается каскадом конверсионных электронов, то введение совпадений не может привести к значительному улучшению спектра. Повидимому, единственной возможностью уменьшить влияние электронов конверсии на разрешающую способность спектрометра в этом случае является коллимирование источника с помощью механического коллиматора. Если использовать коллиматор с малым телесным углом ($\sim 0,1$ от 2π), то мала будет и вероятность попадания конверсионного электрона в рабочий объем камеры одновременно с α -частицей. Однако, изготовление таких коллиматоров связано с рядом трудностей. Если идти по пути уменьшения диаметра отверстий в коллиматоре, описанном в предыдущем параграфе, то, во-первых, трудно обеспечить большую прозрачность коллиматора, во-вторых, может быть потеряна часть электронов внутри отверстий, в-третьих, становится существенным рассеяние α -частиц от стенок коллиматора. В результате качество спектра может быть даже ухудшено.

Лучшие результаты, повидимому, могут быть получены при использовании в качестве коллиматоров сеток, толщиной ~ 100 микрон /1820/. Однако в этом направлении пока что сделаны только первые шаги, и еще не ясно, можно ли с помощью таких коллиматоров добиться существенного улучшения качества спектра.

Итак, при изучении α -переходов на высокие возбужденные уровни дочерних ядер влияние конверсионных электронов становится одним из наиболее существенных факторов, определяющих разрешающую способность спектрометра. Для устранения этого влияния необходимо создание механических коллиматоров с малым телесным углом.

Г Л А В А 4

РАЗЛИЧНЫЕ ВАРИАНТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО

α -СПЕКТРОМЕТРА.

Как было показано в главе 3, уже сейчас на ионизационном α -спектрометре достигнута весьма высокая разрешающая способность, и есть основания полагать, что она будет увеличена еще в несколько раз. В связи с этим представляет интерес разработка возможных вариантов использования ионизационного спектрометра с тем, чтобы как можно полнее использовать все те преимущества прибора, о которых говорилось ранее. Ниже приводится рассмотрение следующих вопросов:

1. Измерение абсолютной величины энергии α -частиц.
2. Снижение уровня фона.
3. Увеличение допустимой загрузки в камере.
4. Использование α -спектрометра в совпадении с γ -спектрометром.
5. Измерение α - γ -угловых корреляций.

При этом мы стремились в каждом из обсуждаемых вариантов использования спектрометра провести соответствующие физические исследования, считая, что таким путём наиболее эффективно выявляются достоинства и недостатки прибора. Полученные физические результаты приведены в настоящей главе, а также в гл.5.

§ I. Измерение энергии α -частиц с помощью ионизационного α -спектрометра.

При прецизионном измерении энергии α -частиц с помощью ионизационного α -спектрометра приходится сталкиваться с трудностями двойного рода. Во-первых, ионизационная камера позволяет

непосредственно измерить не энергию α -частиц, а лишь величину производимой ими ионизации. Поэтому должна быть известна зависимость величины ионизации от энергии α -частиц. Вторая трудность связана с исключением влияния нелинейности радиотехнической аппаратуры при измерении величины произведенной ионизации. Как будет показано ниже, отмеченные трудности могут быть устранены, и погрешность в измерении энергии α -частиц с помощью ионизационного α -спектрометра может быть доведена до 3 кэв.

Метод определения величины ионизации, производимой α -частицами.

Измерению ионизации обычно производится методом сравнения амплитуд импульсов исследуемого и реперного излучателей.

Импульсы, возникающие на собирающем электроде, т.е. на входе усилителя, строго пропорциональны числу пар ионов N , образованных при ионизации:

$$V = \frac{Ne}{C} \quad (4.1)$$

Однако при усилении импульсов эта пропорциональность может быть нарушена вследствие нелинейности радиотехнической аппаратуры. Поэтому отношение амплитуд импульсов на выходе усилителя может быть использовано для определения отношения величины ионизации лишь в том случае, если точно известна характеристика линейности аппаратуры (усилители и анализатор). При сравнении амплитуд импульсов возникает еще одна трудность, связанная с тем, что при работе с малой шириной канала анализатора, исследуемая и эталонная линии, как правило, не могут быть одновременно зарегистрированы анализатором. Поэтому приходится производить два измерения с разной величиной уровня ограничения в экспандере.

Применяемый нами метод определения величины ионизации заключается в следующем. Пусть мы имеем две группы α -частиц — исследуемую (1) и эталонную (2). Амплитуды импульсов на собирающем электроде определяются формулой (4.1):

$$V_1 = -\frac{N_1 e}{C} \quad ; \quad V_2 = -\frac{N_2 e}{C}$$

Требуется определить отношение $\frac{N_1}{N_2}$. Для этого на вход усилителя подаются отрицательные импульсы с генератора точной амплитуды, так, как это было описано в предыдущей главе. Амплитуда генераторных импульсов устанавливается такой, чтобы на выходе они были точно равны импульсам от α -частиц сначала исследуемого, а затем реперного излучателей. Равенство амплитуд импульсов на выходе усилителя означает, что они равны и на входе, т.е.

$$(V'_r)_{\text{вх.}} = V_1 \quad ; \quad (V''_r)_{\text{вх.}} = V_2$$

Здесь $(V'_r)_{\text{вх.}}$ и $(V''_r)_{\text{вх.}}$ — амплитуды генераторных импульсов на входе усилителя. Таким образом, для определения отношения $\frac{N_1}{N_2}$ можно использовать отношение амплитуд генераторных импульсов

$$\frac{(V'_r)_{\text{вх.}}}{(V''_r)_{\text{вх.}}} = \frac{N_1}{N_2} \quad (4.2)$$

В нашем генераторе может быть точно измерена амплитуда положительных импульсов на выходе V_r . Однако можно показать, что между величинами V_r и $(V_r)_{\text{вх.}}$ существует строгая пропорциональность. Следовательно, задача измерения отношения $\frac{N_1}{N_2}$ сводится к определению отношения амплитуд положительных импульсов на выходе генератора. При этом полностью исключается влияние нелинейности усилителя на точность определения величины ионизации. Ниже мы покажем, что величина V_r может быть легко измерена с большой точностью.

Нулевой метод измерения амплитуды импульсов / 55 /.

Известные методы измерения амплитуды импульсов, применяемые в пиковых или импульсных вольтметрах, а также методы сравнения с известными амплитудами синусоидальных напряжений и методы измерения на катодном осциллографе не дают достаточной точности. Даже в случае изготовления специальных осциллографических трубок, имеющих высокую линейность, не удастся получить точность измерения амплитуды импульса выше 0,1 % / 57 /.

Используемый нами метод измерения амплитуды импульса основан на сравнении амплитуды импульсов с постоянным напряжением и даёт точность до ± 5 мв для импульсов от 1 до 100 в, т.е. 0,01 % для импульсов с амплитудой 50 в. На рис. 4.1 приведена принципиальная схема измерителя амплитуды импульсов. Подробное описание схемы приведено в статье / 55 /.

На примере определения величины ионизации, производимой α -частицами Ra^{224} покажем, каким образом метод используется на практике. В качестве эталонного излучателя взят Th^{228} ($E_{\alpha} = 5,421$ Мэв). На вход усилителя подаются импульсы от генератора с частотой ~ 10 имп/сек. На выходе усилителя одновременно присутствуют как импульсы от α -частиц, так и генераторные импульсы. Многоканальный анализатор может измерять спектр тех, либо иных импульсов, в зависимости от того, какой из схем совпадений он запускается (рис. 4.2). Схема № 1 выделяет импульсы, обусловленные α -частицами, поскольку с высоковольтного электрода не поступает генераторных импульсов. Схема № 2, напротив, выделяет генераторные импульсы. Измерения производятся следующим образом:

1. Измеряется спектр Th^{228} (рис. 4.3 - жирная линия).
2. Измеряется спектр генераторных импульсов при трёх

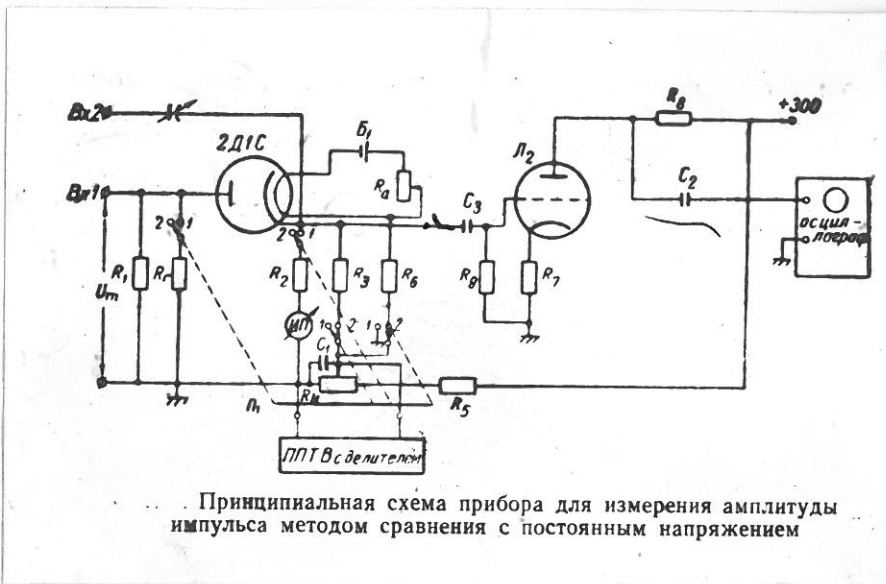


Рис.4.1.

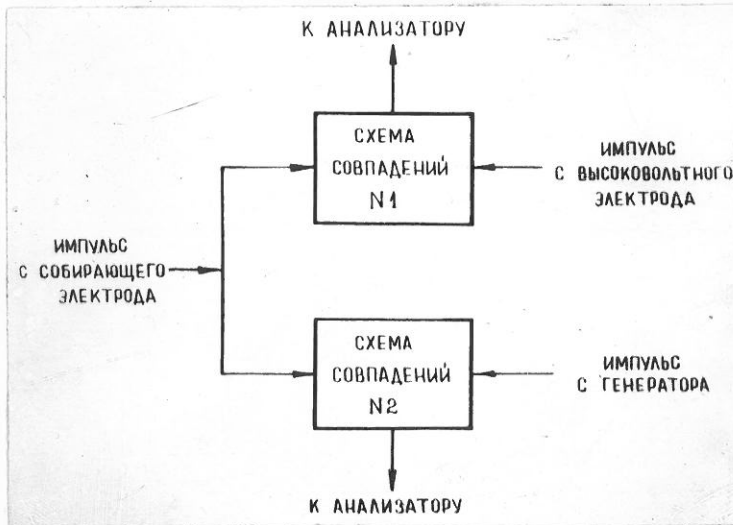


Рис.4.2. Схема запуска анализатора.

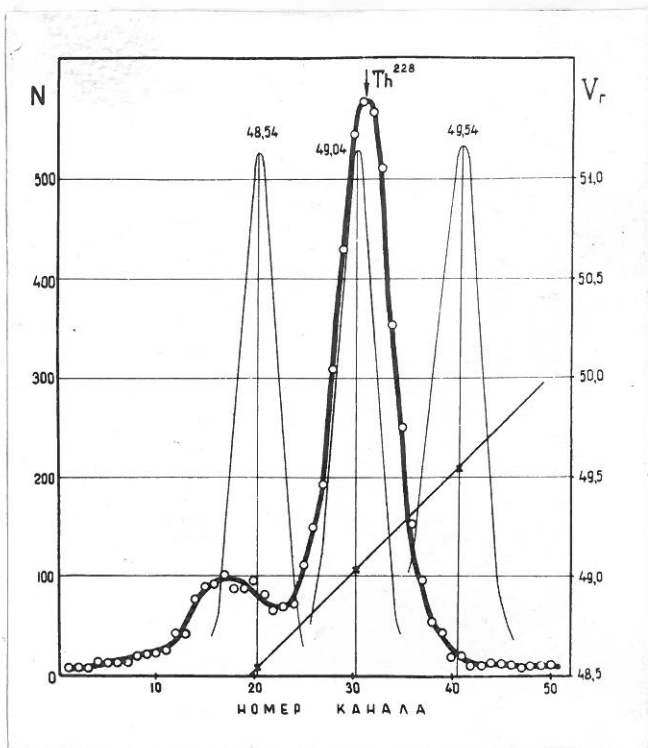


Рис. 4.3. α - спектр Th^{228} .

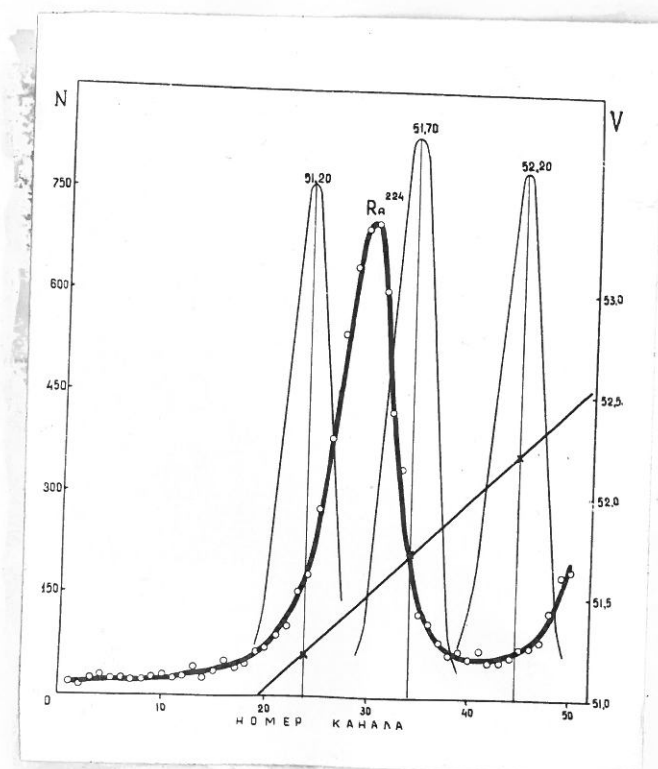


Рис. 4.4. α - спектр Ra^{224} .

значениях V_r (рис. 4.3 - тонкие линии).

3. Строится зависимость V_r от номера канала (прямая линия на рис. 4.3).

4. Определяется значение V_r^{Th} , соответствующее максимуму амплитудного распределения Th^{228} :

$$V_r^{Th} = 49,11 \text{ В.}$$

Затем аналогичные измерения проводятся на линии Ra^{224} (рис. 4.4) и определяется $V_r^{Ra} = 51,49 \text{ В.}$

После этого повторяется измерение линии Th^{228} . Если при измерениях используется стабилизация коэффициента усиления, то расхождений между различными сериями опытов обычно не наблюдается. Величина ионизации вычисляется по формуле:

$$N^{Ra} = N^{Th} \cdot \frac{V_r^{Ra}}{V_r^{Th}} = 1,0485 N^{Th}$$

Поскольку амплитуда генераторных импульсов измеряется с высокой точностью, то погрешность в определении величины ионизации зависит, в основном, от точности в определении положения максимума α -спектра и может быть доведена до 3-5 кэв (в энергетическом исчислении). Заметим, что при определении величины ионизации мы не вводим поправок на поглощение энергии α -частиц в слое источника. В данном случае в этом нет необходимости, поскольку обе линии испускаются одним и тем же источником.

Зависимость величины ионизации от энергии α -частиц.

Как уже указывалось, при определении энергии α -частиц с помощью ионизационного α -спектрометра необходимо знать зависимость величины ионизации от энергии α -частиц. Этому вопросу посвящено довольно много работ /58-62/. Согласно результатам Кроншоу и Харвея / 58 / в чистом аргоне (99,8 %) зависимость величины ионизации от энергии может быть представлена прямой

линей, пересекающей ось энергий при 85 кэв. В этой работе была использована ионизационная камера с сеткой, работающая на электронном собирании. С другой стороны, Джесси и Садаускис / 59 / работая также с чистым аргоном, но используя камеру с ионным собиранием, нашли, что величина ионизации пропорциональна энергии, т.е. $W = \text{const}$, где W — энергия, идущая на образование одной пары ионов. Такая пропорциональность для аргона была обоснована в теоретической работе Фано / 60 /. В другой теоретической работе / 61 /, напротив, было показано, что W может в небольшой мере зависеть от энергии. Поскольку точность в обоих цитированных экспериментальных работах очень низка, то трудно было сказать, какие результаты больше соответствуют действительности. В 1957 году Харвей и др. / 47 /, повторив свои измерения с гораздо большей точностью, подтвердили полученные ими раньше результаты. Ханна / 62 / высказал гипотезу, согласно которой различие в результатах обсуждаемых экспериментов объясняется тем, что в одном случае камера работала с ионным собиранием, в другом — с электронным. Известно, что при ионизации аргона часть атомов возбуждается на метастабильный уровень с временем жизни $\geq 10^{-6}$ сек. При столкновении атомов с молекулами примесей, либо с поверхностью электродов, может образоваться дополнительное количество электронов. В камере с электронным собиранием эти дополнительные электроны могут быть зарегистрированы лишь частично (они запаздывают по времени). Если относительная вероятность возбуждения метастабильного состояния зависит от энергии α -частиц, то это приведет к зависимости W от энергии в случае электронного собирания, даже если таковой и нет при ионном собирании. Таким образом,

гипотеза Ханна могла бы объяснить имеющееся расхождение в экспериментальных результатах. Но если эта гипотеза справедлива, то возникает вопрос, не будет ли зависимость величины ионизации от энергии меняться с добавлением к аргону небольших количеств примеси, например, метана, поскольку такое добавление (см. гл. 2) ведет к увеличению ионизации, и именно за счёт снятия возбуждения в атомах, находящихся в возбужденных состояниях. Выяснение этого вопроса имеет практический интерес, так как обычно приходится работать на смеси аргона с метаном (1 ÷ 5 % CH_4).

Нами было проведено измерение зависимости величины ионизации от энергии α -частиц при различном содержании метана. Реперными излучателями служили Th^{228} , Ra^{224} , Rn^{220} , Po^{216} , Po^{212} . Удобство использования этих реперов состоит в том, что все они находятся в одном источнике, и поэтому поглощение в слое источника, практически, не сказывается на точности измерений. Для полного исключения влияния положительных ионов были использованы две экранирующие сетки. Определенная экспериментально поправка на действие положительных ионов составила всего лишь 0,5 кэВ для $E_\alpha = 8,8$ мэВ. Измерения проводились при содержании метана в аргоне, равном 1,5% и 4%. В обоих случаях поправка на время нарастания импульсов была пренебрежимо мала. Измерение величины ионизации производилось методом, описанным выше. При этом использовалась система стабилизации (от генераторных импульсов). Измерение каждого α -спектра проводилось относительно линии Th^{228} . Спектры используемых излучателей показаны на рис. 4.3 - 4.6. Результаты измерений приведены в таблице I. Во второй колонке приведены значения энергий α -частиц, известные из магнитного анализа / 11 /. В третьей колонке - величина ионизации I_1 при 1,5-процентном содержании метана.

Таблица I

Элемент	E_{α}	I_1	$E_{\text{расч.}}$	$E_{\alpha} - E$	I_2	I_2 / I_1
	МэВ	отн.ед.	МэВ	кэВ	отн.ед.	-
^{228}Th	5,421	1,0000	5,4218	-0,8	1,0182	1,0182
^{224}Ra	5,681	1,0485	5,6806	+0,5		
^{220}Rn	6,278	1,1602	6,2772	+0,6		
^{216}Po	6,775	1,2583	6,7739	+1,1	1,2761	1,0182
^{212}Po	8,780	1,6806	8,788	- 8	1,6606	1,0184

Оказалось, что в нашем случае, как и в предыдущих работах, величина ионизации линейно зависит от энергии:

$$E = a + bI \quad (4.3)$$

Если подставить в формулу (4.3) величину наблюдаемой ионизации и положить $a = 84,0$ кэВ, $b = 5,3378$, то вычисленные значения энергий $E_{\text{расч.}}$ очень хорошо согласуются с известными E_{α} (колонки 2, 4, 5 табл. I). Это доказывает, что зависимость величины ионизации от энергии может быть представлена прямой линией, пересекающей ось энергий при 84 кэВ.

В колонке 5 приведены результаты измерения величины ионизации I_2 при содержании метана, равном 4 %. Из сравнения I_1 и I_2 следует, что с изменением содержания метана в аргоне от 1,5 % до 4 %, практически, не наблюдается изменения зависимости ионизации от энергии. Это обстоятельство оказывается очень удобным при практических измерениях энергии α -частиц, ибо в противном случае пришлось бы находить зависимость ионизации от энергии для каждого наполнения. Что касается гипотезы

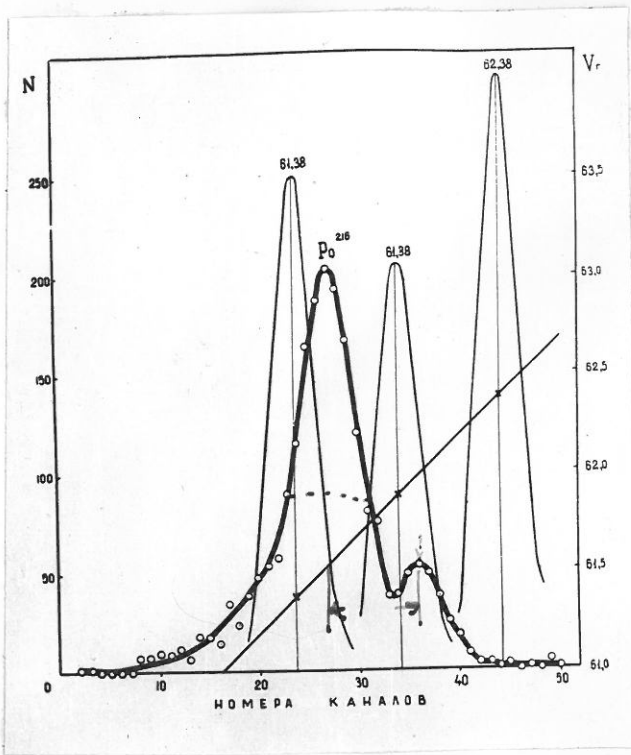


Рис.4.5. α -спектр Po^{216} .

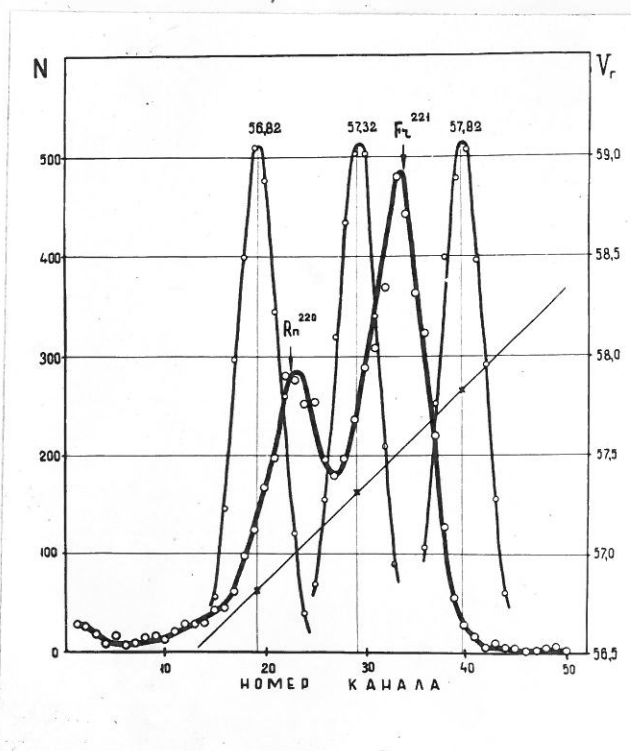


Рис.4.6. α -спектр Rn^{220} и Fr^{221} .

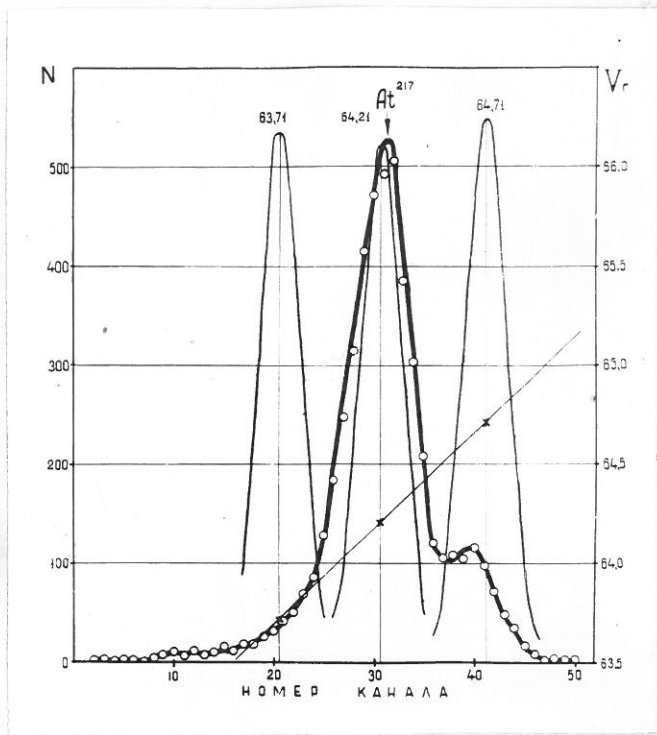


Рис.4.7. α - спектр At^{217} .

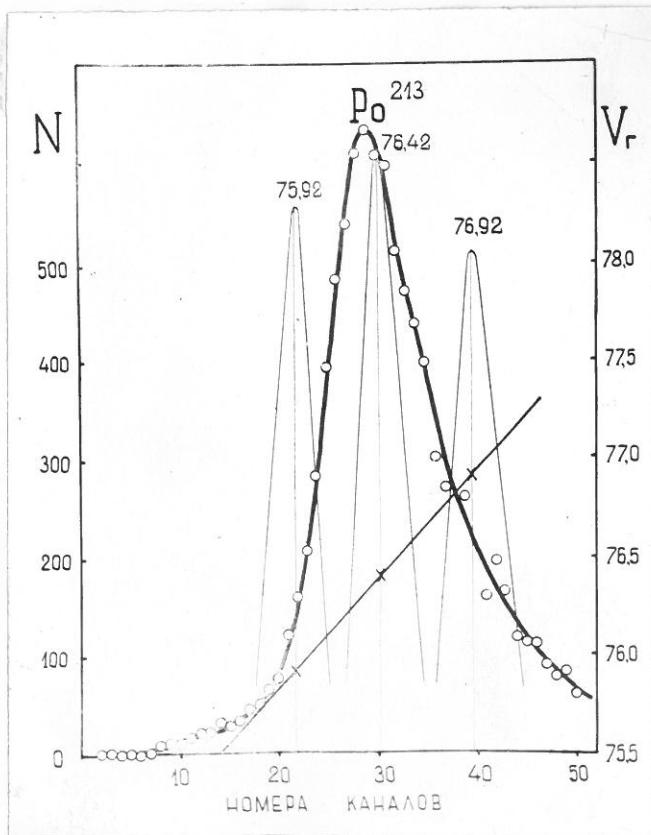


Рис.4.8. α - спектр Po^{213} .

Ханна, то факт независимости $w(E)$ от содержания метана, повидимому, свидетельствует против нее. На наш взгляд, расхождение с опытом Садаускиса / 59 / следует прежде всего искать в погрешности этого опыта.

Измерение энергии α -частиц некоторых α -излучателей /63/.

В таблице 2 приводятся результаты измерения энергии α -частиц некоторых излучателей.

Таблица 2

Элемент	E_{α} (Нэв) эксперим.	Данные других авторов		
At ²¹⁷	$7,064 \pm 0,005$	$7,00 \pm 0,05$ /64/	$7,05 \pm 0,01$ /65/	$7,023 \pm 0,01$ /56/
Fz ²²¹	$6,336 \pm 0,005$	$6,30 \pm 0,05$ /64/	$6,332 \pm 0,01$ /65/	$6,298 \pm 0,01$ /56/
Po ²¹³	$8,368 \pm 0,010$	$8,34 \pm 0,01$ /64/	$8,35 \pm 0,01$ /65/	$8,336 \pm 0,005$ /56/
U _I ²³⁵	$4,396 \pm 0,003$	4,354 /66/	4,40 /67/	
U _{II} ²³⁵	$4,211 \pm 0,003$	4,117 /66/	4,20 /67/	
U ²³⁸	$4,190 \pm 0,005$	4,195 мон.к /17/	4,18 мон.к /68/	

Обсуждение результатов, сравнение с результатами других работ.

Измерение спектров At²¹⁷, Fz²²¹ и Po²¹³ проводилось одновременно с измерением зависимости энергия-ионизация. Поэтому эталонами в данном случае служили указанные выше реперы. Величина энергии E_{α} находилась по формуле (4.3) со значениями коэффициентов "а" и "в", указанными выше. Точность измерения энергии определяется, в основном, точностью нахождения максимума амплитудного распределения импульсов исследуемых спектров.

α -спектр At^{217} приведен на рис 4.7. Измеренное значение энергии $E_{\alpha} = 7,064 \pm 0,005$ Мэв резко отличается от результатов работ / 64 / и / 58 / и на 14 кэв превышает значение энергии, полученное в работе / 65 /. В работах / 64 / и / 58 / использована ионизационная камера. В первой из этих работ ($E_{\alpha} = 7,00$) вообще не было принято мер к повышению точности измерения энергии. Эти измерения следует рассматривать лишь как оценочные. Сами авторы считают погрешность своих измерений, равной ± 50 кэв. Во второй работе ($E_{\alpha} = 7,023 \pm 10$) указывается погрешность ± 10 кэв. Используемый в этой работе метод измерения энергии весьма неточен. Кроме того, возможны ошибки из-за плохой экранировки сетки, а также вследствие низкой разрешающей способности спектрометра. Характерно, что полученные в этой работе значения энергий других α -излучателей (U^{233} , Ac^{225}), отличаются от последующих измерений на ~ 30 кэв. Таким образом, результаты измерения энергии в работе / 58 /, повидимому, ошибочны. Значение энергии, полученное на магнитном спектрометре — $E_{\alpha} = 7,05 \pm 0,01$ отличается от нашего на 14 кэв, однако это различие лежит в пределах указанных экспериментальных ошибок.

α -спектр Fr^{221} приведен на рис 4.6

$$E_{\alpha} = 6,336 \pm 0,005 \text{ Мэв.}$$

Это значение хорошо совпадает с результатами работы / 65 /, но попрежнему резко отличается от значений энергий, полученных в / 64 / и / 58 /.

α -спектр Po^{213} показан на рис 4.8. В данном случае основная линия "размыта" в сторону больших энергий за счёт ионизации, производимой β -частицами, предшествующими α -распаду, что снижает точность измерения энергии:

$$E_{\alpha} = 8,368 \pm 0,010 \text{ Мэв.}$$

это значение на 18 кэв превышает результаты измерения энергии на магнитном спектрометре, хотя различие и не выходит за пределы экспериментальных ошибок. Отличие от результатов работ / 64 / и / 58 / поперечному составляет примерно 30 кэв.

α -спектр U^{235} приведен на рис. 5. При измерении энергии эталоном служила основная линия U^{234} , присутствовавшая в том же источнике. $E_{\alpha} = 4,768$ Мэв.

Для наиболее интенсивных линий U_I^{235} и U_{II}^{235} получены следующие значения энергий:

$$E_{\alpha}^I = 4,396 \pm 0,003 \text{ Мэв}, \quad E_{\alpha}^{II} = 4,211 \pm 0,003 \text{ Мэв}.$$

Эти значения находились в резком несоответствии с результатами измерения энергии Пилгером и др. на магнитном спектрометре / 66 /. ^{x)} Лучшее согласие наблюдалось с результатами Гиорсо / 67 /, хотя эти измерения носили лишь качественный характер.

В последнее время было проведено исследование α -спектра U^{235} на новом магнитном спектрометре большой светосилы (С.А. Баранов, А.Г. Зеленков и др. / 69 /). При этом получены следующие значения энергий линий спектра, о которых идет речь:

$$E_{\alpha}^I = 4,394 \pm 0,002 \text{ Мэв}, \quad E_{\alpha}^{II} = 4,213 \pm 0,002 \text{ Мэв}.$$

Эти значения находятся в прекрасном согласии с нашими результатами. Между прочим, полученное согласие свидетельствует о том, что зависимость ионизация-энергия остается линейной, по крайней мере, вплоть до энергий $E_{\alpha} = 4$ Мэв.

Измерение энергии основной линии U^{238} проводилось с источником, содержащим естественную смесь изотопов урана. Эталоном служила основная линия U^{234} . Полученное значение энергии $E_{\alpha} = (4,195 \pm 0,005)$ Мэв совпадает с результатами измерений Ханна и др. / 47 /, но отличается на 15 кэв от значения энергии, указанного в работе / 68 /.

^{x)} Недавно авторы сообщили (частное сообщение), что в их измерениях была допущена ошибка.

Метод определения величины смещения линий вследствие поглощения части энергии α -частиц в слое источника.

Поглощение энергии α -частиц в слое источника может привести к смещению линий спектра, и, следовательно, может отразиться на точности измерения энергии α -частиц. В связи с этим возникает вопрос, каким образом истинное значение энергии α -частиц может быть определено по измеренному амплитудному распределению импульсов. Поглощение энергии α -частиц в слое источника приводит к тому, что вместо одной моноэнергетической линии возникает некоторое распределение α -частиц по энергии. Характер этого распределения легко может быть уяснен из следующего рассмотрения.

Пусть мы регистрируем только α -частицы, вылетающие перпендикулярно поверхности электродов в телесный угол $d\Omega$. Тогда, очевидно, распределение α -частиц по энергии будет прямоугольным с шириной прямоугольника ΔE_1 , равной количеству поглощенной энергии при испускании α -частицы из нижнего слоя источника. Для частиц, испускаемых под углом θ в элемент телесного угла $d\Omega$, распределение будет также прямоугольным, но с шириной прямоугольника ΔE , определенной из соотношения:

$$\Delta E = \frac{\Delta E_1}{\cos \theta} \quad (4.4)$$

Поскольку, кроме того, площади прямоугольников должны быть равны, вследствие равенства телесных углов $d\Omega$, то высота прямоугольника h определится следующим образом:

$$h = h_0 \cdot \cos \theta \quad (4.5)$$

Складывая все прямоугольники, получим общее распределение α -частиц по энергии (рис. 4.3а). Характерным является наличие

"хвоста" в сторону меньших энергий, а также площади (ΔE_{\perp}) в максимуме распределения.

Используя (4.4) и (4.5), можно было бы получить точную аналитическую формулу распределения, представленного на рис. 4.9. В этом, однако, нет большого смысла, поскольку реальное распределение α -частиц по энергии значительно отличается от распределения на рис. 4.9 вследствие неравномерности толщины слоя источника. Ниже приводится метод экспериментального определения энергии α -частиц по форме наблюдаемого амплитудного распределения импульсов. Рассмотрим сначала случай идеального равномерного слоя источника. Как уже указывалось, распределение по энергии α -частиц, вылетающих в направлении, перпендикулярном поверхности электродов, в этом случае будет прямоугольным, с шириной прямоугольника ΔE_{\perp} (рис. 4.9в). Среднее значение энергии \bar{E} при этом отличается от истинного E_0 на величину $\frac{\Delta E_{\perp}}{2}$:

$$E_0 - \bar{E} = \frac{\Delta E_{\perp}}{2} \quad (4.6)$$

Наблюдаемое экспериментально амплитудное распределение импульсов получается в результате размытия прямоугольника за счёт флуктуации ионизации и за счёт радиотехнических шумов. Однако, поскольку эти флуктуации имеют статистический характер, то указанное размытие спектра не может привести к изменению среднего значения амплитуды импульсов. Таким образом в опыте с сильной коллимацией среднее значение энергии \bar{E} может быть легко определено. (В данном случае, это есть максимум амплитудного распределения импульсов).

Истинное значение энергии E_0 могло бы быть получено из формулы (4.6), если бы была известна величина ΔE_{\perp} .

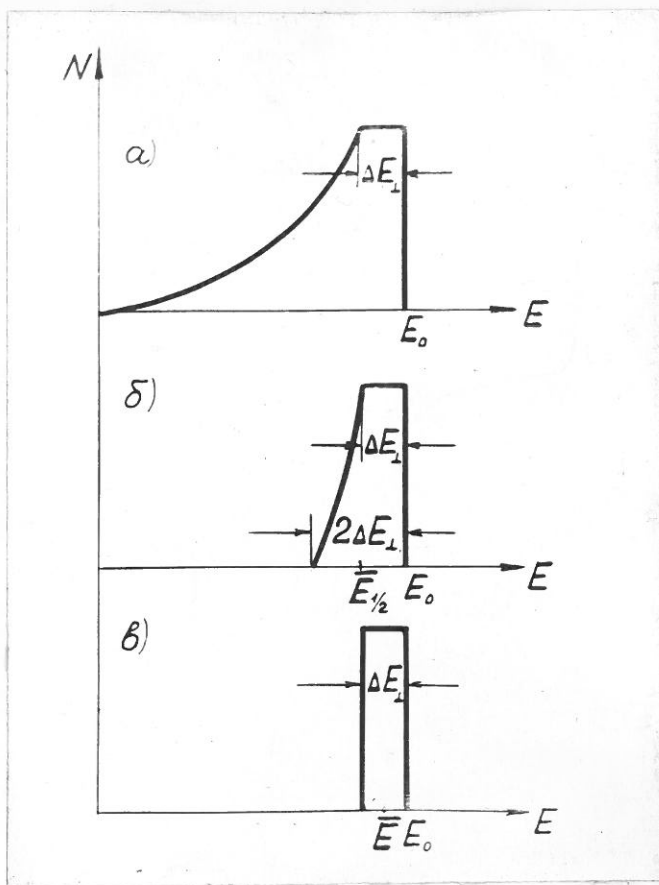


Рис.4.9. Влияние толщины слоя источника на распределение

- α - частиц по энергии. а) Коллимация отсутствует.
 б) Половина коллимация. в) Сильная коллимация.

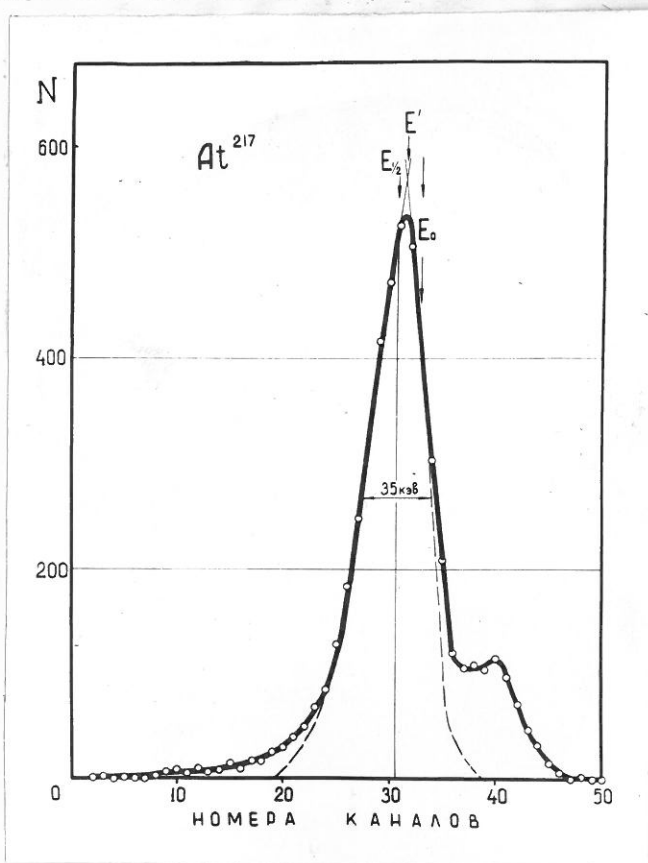


Рис.4.10. Определение истинного значения энергии по форме спектра.

Для определения величины ΔE_{\perp} можно провести измерение α -спектра при половинной коллимации. Распределение α -частиц по энергии для этого случая будет таким, как это показано на рис. 4.9б. Определим, насколько изменится среднее значение энергии $\bar{E}_{1/2}$ по сравнению с энергией \bar{E} , полученной в опыте с сильной коллимацией. Заменяя распределение на рис. 4.9б трапециoidalным, легко показать, что

$$\bar{E}_{1/2} = E_0 - \frac{3}{4} \Delta E_{\perp} \quad (4.7)$$

Тогда используя (4.6), получаем:

$$\bar{E} - \bar{E}_{1/2} = \frac{\Delta E_{\perp}}{4} \quad (4.8)$$

Следовательно, величина ΔE_{\perp} может быть определена по изменению среднего значения энергии при переходе от сильной коллимации к половинной.

Итак, для определения энергии E_0 необходимо провести два опыта - опыт с сильной коллимацией и опыт с половинной коллимацией. В каждом из этих опытов определяется среднее значение энергии \bar{E} и $\bar{E}_{1/2}$. Истинное значение энергии находится затем по формуле:

$$E_0 = \bar{E} + 2[\bar{E} - \bar{E}_{1/2}] \quad (4.9)$$

(Под сильной коллимацией мы понимаем коллимацию с сокращением счёта в 6-8 раз).

Покажем теперь, что выведенное соотношение справедливо и в случае неравномерной толщины слоя источника. Пусть, например, в источнике имеется две области с различной толщиной слоя (\equiv). Определим величину \bar{E} в случае сильной

коллимации:

$$\bar{E} = E_0 - \frac{1}{2} (\Delta E'_1 p' + \Delta E''_1 p'') \quad (4.10)$$

где p' и p'' — стат. вес данной толщины слоя в источнике. Для случая половинной коллимации можно вывести аналогичное соотношение:

$$\bar{E}_{1/2} = E_0 - \frac{3}{4} (\Delta E'_1 p' + \Delta E''_1 p'') \quad (4.11)$$

Тогда

$$\bar{E} - \bar{E}_{1/2} = \frac{1}{4} (\Delta E'_1 p' + \Delta E''_1 p'') \quad (4.12)$$

Используя (4.10 — 4.12), получаем выражение для определения энергии E_0 , полностью совпадающее с формулой (4.9):

$$E_0 = \bar{E} + 2(\bar{E} - \bar{E}_{1/2})$$

Если соотношение (4.9) оправдливо для случая, когда в источнике имеется две области с разной толщиной слоя, то оно справедливо и в общем случае неравномерной толщины слоя.

Поскольку при выводе формулы (4.9) не делалось каких-либо серьезных допущений, то точность измерения энергии описанным выше методом определяется в основном точностью экспериментального значения величины $\bar{E} - \bar{E}_{1/2}$. При использовании стабилизации погрешность измерения этой величины может быть доведена до $\pm 1,5$ кэв. Это значит, что энергия α -частиц может быть измерена с точностью ± 3 кэв, причём эта величина не зависит (в известных пределах) ни от толщины слоя источника, ни от ее неравномерности. Полученный результат следует признать удовлетворительным, тем более, что до сих пор вообще не существовало сколь-нибудь точного метода учёта поглощения энергии α -частиц в слое

источника. Недостатком метода является то, что, кроме обычного измерения с половинной коллимацией, приходится производить еще измерение спектра с сильной коллимацией. При приближенной оценке величины поправки $\bar{E} - \bar{E}_{1/2}$ можно обойтись без опыта с сильной коллимацией. За величину \bar{E} можно принять в этом случае максимум E' в амплитудном распределении импульсов в опыте с половинной коллимацией. На рис. 4.10 приведен α -спектр At^{217} с половинной коллимацией. Там же приведены значения $\bar{E}_{1/2}$ и E_0 . Значение истинной энергии α -частиц отличается в данном случае от максимума амплитудного распределения импульсов на 6 кэв.

§ 2. Использование ионизационного α -спектрометра для исследования сверхмалых α -активностей.

Для решения многих задач в различных областях ядерной физики требуется измерение α -спектров излучателей с очень малой интенсивностью. К таким задачам, например, относится обнаружение новых элементов в заурановой области, когда число атомов, получаемых в результате ядерных реакций, исчисляется всего лишь тысячами. С необходимостью измерения малых α -активностей часто приходится сталкиваться при изотопном анализе, а также при исследовании α -спектров долгоживущих элементов с периодом полураспада, большим, чем 10^9 лет.

Большая светосила ионизационного спектрометра, возможность использования больших площадей источника, высокая разрешающая способность делают использование этого прибора одним из важнейших методов изучения малоинтенсивных α -излучателей. В этом отношении весьма полезной оказалась также электронная коллимация, позволившая значительно улучшить разрешающую способность

спектрометра при сравнительно малом уменьшении светосилы.

Основным фактором, устанавливающим предел минимальной регистрируемой активности в ионизационном α -спектрометре является наличие фона. Этот фон обусловлен радиоактивными загрязнениями стенок камеры и электродов, а также космическим излучением. Суге ствует мнение / 5 /, что наличие фона в методах, использующих радиотехническую аппаратуру, не позволяет регистрировать излучение долгоживущих элементов с периодом полураспада большим, чем 10^{13} лет, и что подобные измерения могут быть осуществлены только с помощью ядерных фотоэмульсий. (В настоящее время с помощью фотоэмульсий удалось регистрировать излучение с $T \sim 10^{16}$ лет). Ниже мы покажем, что фон в ионизационном α -спектрометре может быть значительно снижен, благодаря чему становится возможной регистрация излучения с $T \sim 10^{15}$ лет.

Методы снижения фона.

Для измерения энергии α -частиц используются импульсы с собирающего электрода. Если не вводится никаких совпадений, то фон в этом случае очень высок (1 - 2 имп/сек). Фоновые импульсы в данном случае, в основном, обусловлены α -частицами, испускаемыми из стенок камеры и с поверхности электродов (рис .4. II) .

Введение совпадений с импульсами с высоковольтного электрода исключает из регистрации импульсы от α -частиц, которые не производят ионизации в рабочем объеме камеры, т.е. в объеме между высоковольтным электродом и сеткой (исключение треков ① и ②). При этом фон снижается значительно и достигает $1 \div 2 \frac{\text{имп.}}{\text{мин.Мэв.}}$.

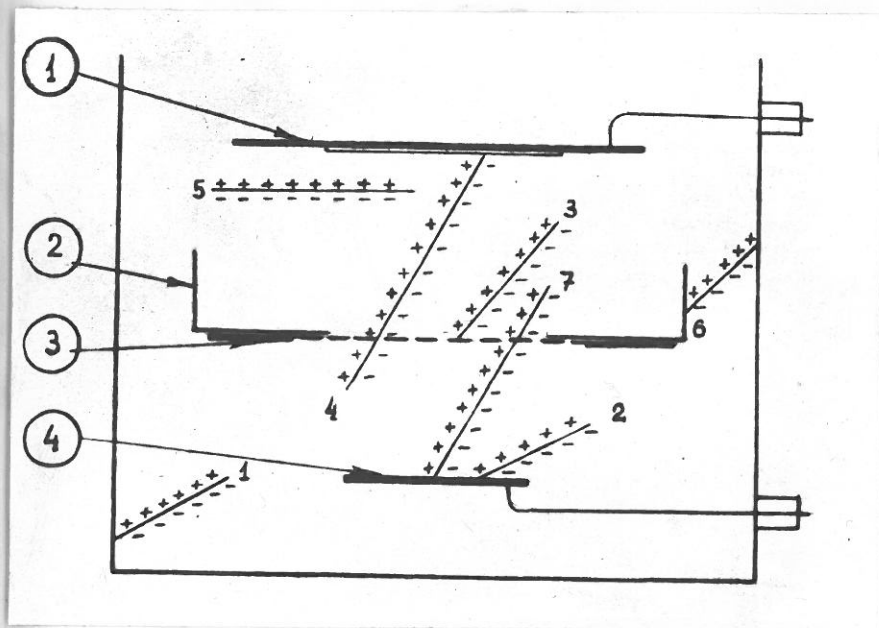


Рис.4.11. Исключение фоновых импульсов.

Дальнейшее снижение фона может быть осуществлено за счёт дискриминации импульсов по времени их появления на собирающем и высоковольтных электродах. Очевидно, что импульсы от частиц, испускаемых сеткой или проходящих сквозь сетку, появляются одновременно на высоковольтном и собирающем электродах. Импульсы же от исследуемых α -частиц возникают на собирающем электроде с некоторой задержкой. Регистрируя лишь задержанные импульсы, мы тем самым исключаем из регистрации импульсы от частиц, проходящих сквозь сетку (исключение треков ③, ④, ⑦).

Для уменьшения фона полезным оказалось введение ограничивающего рабочий объем камеры кольца с козырьком. Это кольцо, тщательно обработанное перед измерением, помещается сверху сетки. При этом исключаются импульсы от частиц со стенки камеры (трек ⑥).

Наконец, можно исключить из регистрации те частицы, которые производят на высоковольтном электроде импульс большей амплитуды, чем на собирающем (трек ⑤).

Принятие всех перечисленных мер привело к резкому снижению фона. Измерения без источника (высоковольтный электрод — алюминиевый) показали, что при рабочей площади $\sim 100 \text{ см}^2$ в районе энергии 2.5 мэв фон составляет $I \frac{\text{имп.}}{\text{час.мэв.}}$. Как будет показано ниже, при таком фоне возможна регистрация излучения с $T \sim 10^{15}$ лет.

α -спектр естественной смеси изотопов самария / 70 /.

Среди известных α -излучателей Sm^{147} является одним из самых долгоживущих: $T = 10^{12}$ лет (с учётом процентного содержания). Измерение α -спектра самария проводилось с источником, имевшим площадь 400 см^2 . Скорость счёта при этом составляла 8 имп/мин. Однако для улучшения качества спектра была введена

значительная электронная коллимация, уменьшившая скорость счёта до 2 импульсов за минуту. Измерения велись непрерывно в течение 50 час. Необходимая в этих условиях стабильность коэффициента усиления всего усилительного тракта обеспечивалась схемой предупредительной стабилизации. Полученный спектр α -частиц приведен на рис. 4.12. Полуширина линии составляет 43 нэв. Ухудшение разрешающей способности связано с большой толщиной, а, главное, неоднородностью источника самария. При полученном разрешении каких-либо других групп α -частиц, обусловленных излучением прочих изотопов самария или тонкой структурой излучения Sm^{147} , не обнаружено.

Была измерена величина ионизации, производимой α -частицами Sm^{147} по отношению к эталонной (U^{234}):

$$\frac{I^u}{I_{\text{Sm}}} = 2,177$$

Для вычисления энергии E необходимо знать зависимость энергия - ионизация в этой области энергий. Однако в настоящее время эта зависимость точно не известна. Если считать, что ионизация пропорциональна энергии, то

$$E_{\alpha} = 2,19 \pm 0,01 \text{ Мэв.}$$

(В работе / 71 / $E_{\alpha} = 2,18 \pm 0,02 \text{ Мэв}$).

Оценка верхнего предела содержания Sm^{146} в естественной смеси изотопов.

Из предыдущих работ / 72 / известна энергия α -частиц Sm^{146} равная $\sim 2,55$ Мэв. Спектр α -частиц естественного самария в области энергий от 2,0 до 2,8 Мэв приведен на рис. 4.13. Общий фон в области 1,5 - 2,5 Мэв составил ~ 1 имп/час. Хотя в области $\sim 2,55$ Мэв и наблюдается некоторое увеличение счёта, однако набранная статистика не позволяет утверждать, что это

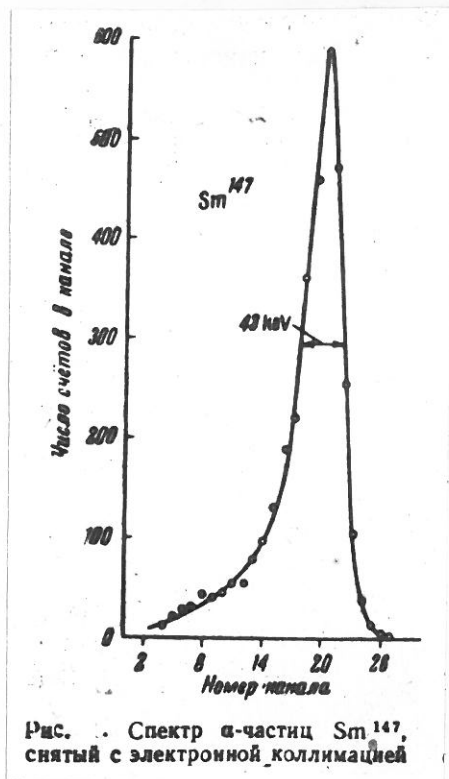


Рис. 4.12.

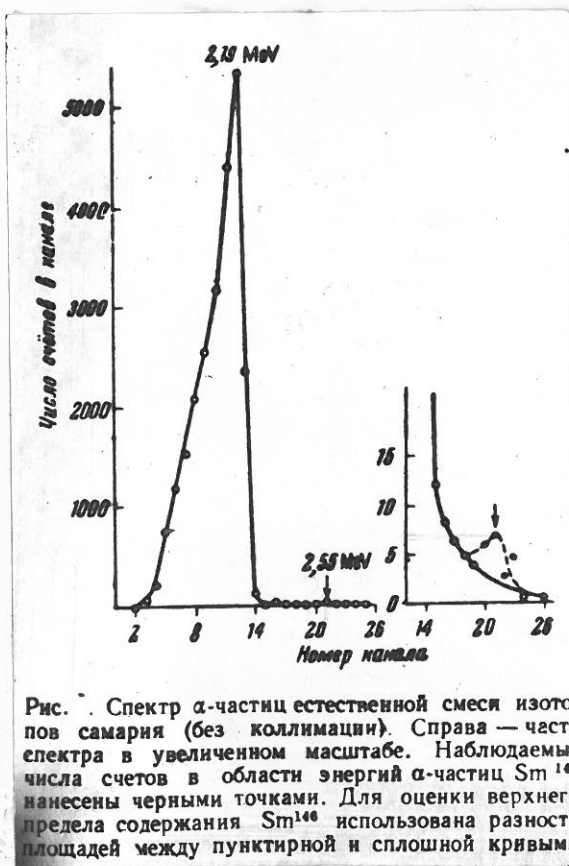


Рис. 4.13.

увеличение связано с присутствием Sm^{146} . Сравнивая счёт импульсов от α -частиц Sm^{147} с энергией 2,19 Мэв со счётom импульсов, которые могут быть обусловлены α -частицами с энергией 2,55 Мэв, и, принимая во внимание периоды полураспада изотопов $T(\text{Sm}^{147}) = 10^{12}$ лет (с учётом процентного содержания в естественной смеси изотопов) и $T(\text{Sm}^{146}) = 5 \cdot 10^7$ лет, получаем, что в естественной смеси изотопов самария изотоп Sm^{146} содержится в количестве не более, чем $2,5 \cdot 10^{-6}\%$. Этот предел почти на два порядка ниже установленного из масспектрометрического анализа / 73 /.

Как видно из рисунка 4.13, фон составляет менее 0,1 % от интенсивности линии Sm^{147} . Поскольку для Sm^{147} $T = 10^{12}$ лет, то это означает, что регистрируемым в спектрометре является излучение с $T = 10^{15}$ лет, что лишь на порядок меньше, чем в случае использования фотоэмульсий. Заметим, что относительная величина фона была бы еще меньше, если бы удалось приготовить более однородный источник самария. В дальнейшем мы предполагаем произвести более тщательные измерения с целью обнаружения изотопа Sm^{146} .

§ 3. Работа ионизационного α -спектрометра

при больших нагрузках. /44/.

Одной из наиболее трудных задач современной α -спектроскопии является изучение малоинтенсивных α -переходов на фоне переходов с большой интенсивностью. К таким задачам относится, например, изучение α -распада на вибрационные уровни с отрицательной четностью в чётно-чётных ядрах. Интенсивность подобных переходов составляет всего лишь $10^{-4} - 10^{-6} \%$. Существующие α -спектрометры непригодны для изучения столь малоинтенсивных α -переходов. В магнитных α -спектрометрах величина минимальной регистрируемой интенсивности ($10^{-3} - 10^{-4} \%$) обусловлена, в основном, наличием "фона - хвоста" от более интенсивных линий / 43 /. Ионизационный α -спектрометр обладает в этом отношении преимуществом вследствие того, что он допускает работу в совпадении с γ -спектрометром. Фон в этом случае резко уменьшается, так как наиболее интенсивные линии спектра не дают совпадений. Кроме того, появляется возможность исследования соответствующих γ -переходов, иными словами, возможность идентификации уровней. Однако эти преимущества ионизационной камеры пока что не могли быть реализованы, главным образом, вследствие малой величины допустимой загрузки в камере. Обычно эта величина не превышает 100 имп/сек, что соответствует минимальной регистрируемой интенсивности, равной $\sim 10^{-3} \%$. (Линия с такой интенсивностью может произвести, примерно, одно совпадение в час, что, практически, является минимальной допустимой скоростью счёта). Ниже излагается метод увеличения допустимой загрузки в камере до 10^4 имп/сек.

Время собирания электронов в камере.

Величина допустимой загрузки определяется длительностью импульсов, производимых α -частицами. Длительность же импульсов, в конечном счёте, определяется временем собирания электронов в камере. Как было показано в гл.3, время нарастания импульсов на собирающей электроре камере с сеткой определяется формулой:

$$T_{\varphi} = \frac{q}{W_2} + \frac{R \cos \theta}{W_1} \quad (4.13)$$

Добавлением метана к аргону можно значительно увеличить скорость дрейфа электронов. Так при 5 % CH_4 (см.рис.2.1)

$$W_1 = 4 \frac{\text{см}}{\text{мксек}} ; \quad W_2 = 3 \frac{\text{см}}{\text{мксек}}$$

Некоторого уменьшения величины T_{φ} можно также добиться за счёт сокращения расстояния между собирающим электродом и сеткой q и величины пробега R (увеличение давления в камере). Принимая $q = 0,5$ см и $R = 1,5$ см (при давлении 2 атм), получаем:

$$T_{\varphi} = 0,58 \text{ мксек}$$

Как будет видно из дальнейшего, величина времени фронта T_{φ} имеет исключительно большое значение с точки зрения получаемого отношения сигнала к шуму, причём желательно уменьшить величину T_{φ} хотя бы до 0,3 - 0,4 мксек. Увеличив содержание метана в аргоне до 10 - 15 %, можно получить $T_{\varphi} = 0,4$ мксек. Дальнейшее увеличение содержания метана связано с трудностью обеспечения нормального режима работы камеры.

I. Увеличение загрузки при формировании импульсов с помощью RC-цепей.

Одной из особенностей работы при большой загрузке является то, что входные импульсы в данном случае не имеют прямоугольной формы (рис. 4.14). Емкость собирающего электрода заряжается за счёт поступающих на него все новых и новых порций электронов до некоторого потенциала, определяемого величиной $\tau_{вх.}$ при котором скорость разряда равна средней скорости заряда. Поскольку $\tau_{вх.} \gg \frac{1}{n}$, где n - число импульсов в секунду, то спад входных импульсов можно с большой степенью точности считать линейным:

$$V_{вх.}(t) = V_0(1 - nt) \tag{4.14}$$

Если такой сигнал поступает на формирующую цепь, состоящую из одной интегрирующей ($\tau_{и}$) и одной дифференцирующей ($\tau_{д}$) RC-цепей, то, как можно показать, выходной сигнал будет иметь следующий вид:

$$V_{вых.}(t) = -\frac{V_0\tau_{д}}{T} + \frac{V_0\tau_{д}(T+\tau_{д})}{T(\tau_{д}-\tau_{и})} e^{-\frac{t}{\tau_{д}}} - \frac{V_0\tau_{д}(T+\tau_{и})}{T(\tau_{д}-\tau_{и})} e^{-\frac{t}{\tau_{и}}} \tag{4.15}$$

где $T = \frac{1}{n}$ - среднее время между приходом двух импульсов.

Характерно, что при $t > \tau_{д} \approx \tau_{и}$ $V_{вых.}$ становится постоянной отрицательной величиной (рис. 4.14):

$$\frac{V_{вых.}}{V_0} = -\frac{\tau_{д}}{T} \tag{4.16}$$

Наличие отрицательного "хвоста" в случае периодических сигналов не имеет бы большого значения. Мы же имеем дело со статически распределенными во времени импульсами. В данном случае величина отрицательного выброса уже не является постоянной, поскольку число импульсов, приходящих за время $\tau_{вх.}$, флуктуирует и поскольку могут оказаться существенными отклонения от линейного

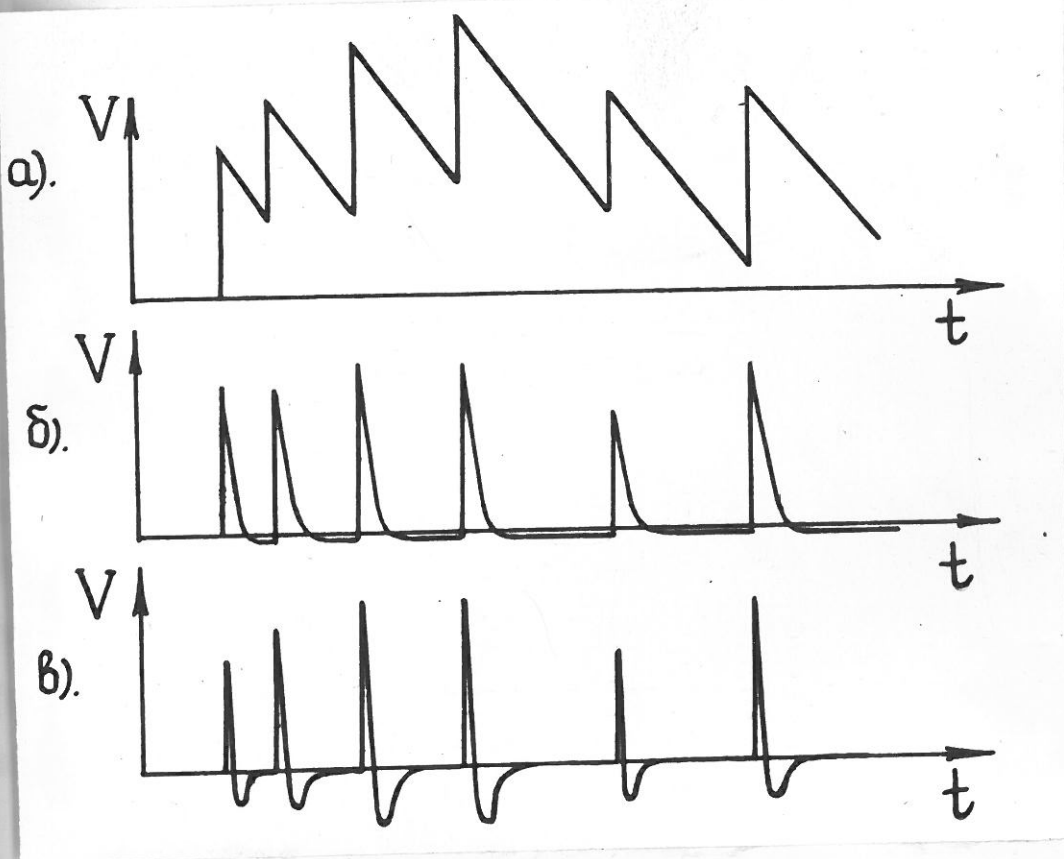


Рис.4.14. Формирование импульсов при большой скорости счёта.

- а) Сигнал на входе.
- б) Сигнал после однократного RC-дифференцирования.
- в) Сигнал после двукратного RC-дифференцирования.

разряда, имеющие на самом деле место. Поэтому такой способ формирования может привести к значительному разбросу в амплитуде импульсов. Отрицательный выброс может быть устранен, если использовать двукратное дифференцирование (рис. 4.14). Такое формирование имеет еще то преимущество, что при этом постоянная составляющая спектра импульсов близка к нулю, а, следовательно, не происходит заряда переходных емкостей и смещения уровня отсчета с изменением величины загрузки. Недостатком не является увеличение общей длительности импульсов, примерно, в 2 раза. Опробование такого способа формирования на практике показало, что он может быть с успехом использован при загрузках до $\sim 2 \cdot 10^3$ имп/сек. В частности, этот способ формирования был использован нами при измерении $\alpha - \gamma$ -угловой корреляции Ra^{224} и F_2^{221} , когда величина загрузки составляла 1200 имп/сек. Рассмотрим этот конкретный случай. Для формирования было использовано двукратное интегрирование - двукратное дифференцирование (способ В, гл. 3, § 2) со следующими значениями постоянных времени:

$$\tau_{и} = 3,5 \text{ мксек}; \quad \tau_{г} = 14 \text{ мксек}.$$

Параметры входа были теми же, что и при измерении спектров, приведенных в гл. 3, § 7. При этом $\tau_0 = 14$ мксек. В таком случае параметры, определяющие отношение сигнала к шуму, имеют следующие значения:

$$p = \frac{\tau_{и}}{\tau_{г}} = 0,25 \quad ; \quad a = \frac{\tau_{г}}{\tau_0} = 1,0$$

Для данного $p = 0,25$ оптимальным является $a = 2$.

Следовательно, в нашем случае отношение сигнала к шуму несколько ниже оптимального. Из графиков на рис. 3.6 находим величину шума: $\delta = 1,5$ ед. шума. Таким образом, отношение сигнала к шуму ухудшилось всего лишь на 15%. Измерения показали, что

полуширина линии генераторных импульсов в данном случае составляла 14 кэв.

Влияние фронта нарастания на амплитуду сформированных импульсов может быть определено по формуле (3.56)

$$\Delta = \frac{1,55}{24} \cdot \frac{T_{\phi}^2}{3,5 \cdot 14} = 0,0018 \cdot T_{\phi}^2$$

где T_{ϕ} — время фронта в мксек.

Таким образом, даже при $T_{\phi} = 1$ мксек величина Δ достаточно мала (0,18 %).

Вычисление длительности импульсов можно провести непосредственно по формуле /43 /:

$$V_{\text{вых.}}(t) = V_0 \left[\frac{1+p}{(1-p)^3} - \frac{x}{(1-p)^2} \right] e^{-x} - \left[\frac{1+p}{(1-p)^3} + \frac{x}{(1-p)^2 p} \right] e^{-\frac{x}{p}} \quad (4.17)$$

где $x = \frac{t}{\tau_g}$

Результаты вычислений для $p = 0,25$ приведены в таблице:

x	4	6	8	10
$\frac{V_{\text{вых.}}}{V_0} \%$	7,2%	1,9	0,4	0,07

Как видно из таблицы, полная длительность импульса составляет $\sim 10 \tau_g$, или, в нашем случае, 140 мксек.

Легко подсчитать, что при длительности импульсов 140 мксек и при нагрузке 10^3 имп/сек ~ 15 % всех импульсов будут налагаться на предыдущий, что приведет к значительному искажению спектра. Для исключения из регистрации наложившихся импульсов была разработана специальная схема, принцип работы которой заключается в следующем. На вход схемы подается импульсом,

сформированные от переднего фронта импульсов на выходе усилителя. Эти импульсы в дальнейшем идут на схему совпадений с γ -каналом, либо непосредственно на отпирание входа многоканального анализатора, когда не используется схема совпадений. После прохождения каждого из таких импульсов через схему, она блокируется на заданное (5-200 мксек) время. Если в течение этого времени придет следующий импульс, то он не пройдет через блокирующую схему и, следовательно, не откроет вход анализатора. Поэтому наложившиеся импульсы исключаются из регистрации. Схема выполнена таким образом, что блокировка на заданное время, происходит после каждого импульса, независимо от того, оказался ли сам этот импульс заблокированным или нет. Поэтому схема исключает также многократные наложения.

На рис. 4.15 приведена осциллограмма импульсов на выходе блокирующей схемы при работе с интенсивным α -источником ($8 \cdot 10^3$ имп/сек). Импульсы, приходящие в интервале 35 мксек после прохождения предыдущего, оказывались полностью исключенными. Интересно отметить, что в данном случае исключенным оказывается каждый третий импульс.

На рис. 4.16 приведен α -спектр Fz^{221} , полученный при загрузке 1200 имп/сек. Мертвое время блокирующей схемы составляет \downarrow 150 \uparrow мсек. Наблюдаемое ухудшение разрешающей способности по сравнению с ожидаемой (25 кэв вместо 22 кэв), повидимому, связано с небольшими флуктуациями постоянной составляющей в спектре импульсов. Таким образом, при данном способе формирования сигнала и при использовании блокирующей схемы величина загрузки может быть увеличена до $1 \cdot 10^3 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$ без существенного ухудшения разрешающей способности спектрометра. Значения постоянных τ_n и τ_g могут быть уменьшены, а величина допустимой загрузки, соответственно, увеличена, повидимому, еще в 2 раза.

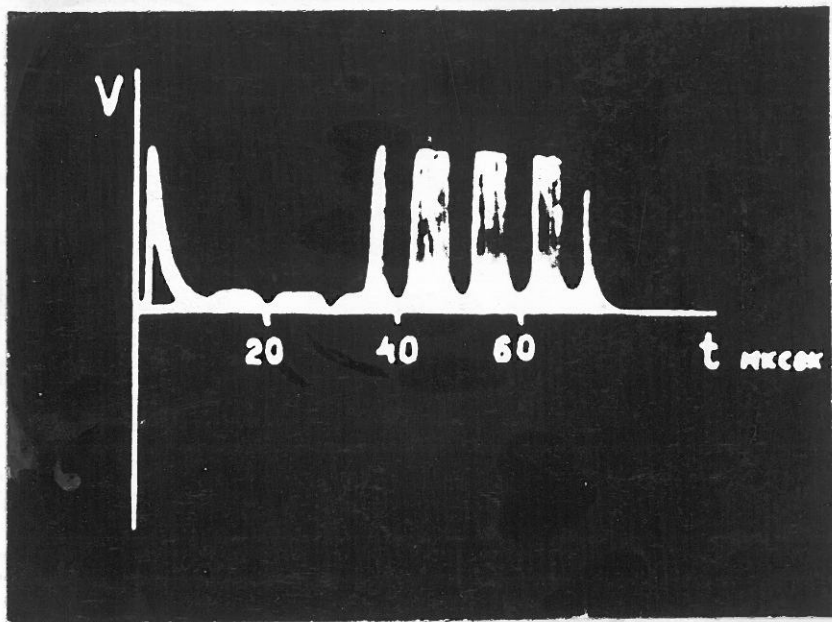


Рис.4.15. Осциллограмма импульсов на выходе блокирующей схемы.

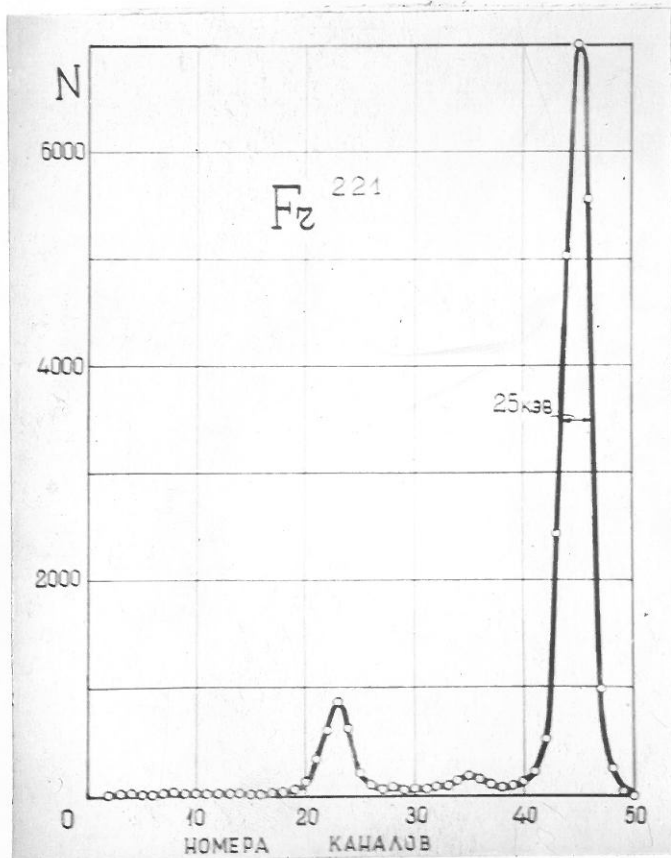


Рис.4.16. α - спектр Fz^{221} при загрузке 1200 $\frac{мг}{сек}$.

П. Увеличение загрузки при формировании импульсов
с помощью длинных линий.

Как было показано выше, при формировании импульсов на RC-цепях удается довести величину допустимой загрузки до $\sim 2 \cdot 10^3 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$. Ниже приводится рассмотрение вопроса дальнейшего увеличения загрузки при использовании в качестве формирующих цепей короткозамкнутых линий.

Как и в случае формирования импульсов с помощью RC-цепей, при использовании одной короткозамкнутой линии появляется отрицательный выброс:

$$\frac{V_{\text{вых}}}{V_0} = -2\tau_{\lambda} \cdot n \quad (4.18)$$

где τ_{λ} — время задержки линии.

Этот выброс может привести к размытию спектра (особенно, если затухание сигнала в линии велико). Выброс может быть устранен, если формировать импульсы с помощью двух короткозамкнутых линий.

При определении параметров линии, а также полосы пропускания усилителя оказывается необходимым исходить из влияния времени нарастания на амплитуду импульсов на выходе усилителя. Относительное уменьшение амплитуды выходного сигнала Δ при замене мгновенно нарастающего входного импульса на импульс с фронтом нарастания T_{ϕ} дается формулой (см. гл. 3):

$$\Delta = \frac{\frac{\tau_{\text{и}}}{T_{\phi}} (e^{\frac{T_{\phi}}{\tau_{\text{и}}}} - 1) - 1}{e^{\frac{2\tau_{\lambda}}{\tau_{\text{и}}}} - 1} \quad (4.19)$$

$\tau_{\text{и}}$ — постоянная интегрирующей RC-цепи.

Зависимость дефицита нарастания Δ от величины $\tau_{\text{и}}$ при различных значениях времени T_{ϕ} и длительности задержки линии τ_{λ} (1; 1,5; 2 мксек) приведены на рис. 4.17.

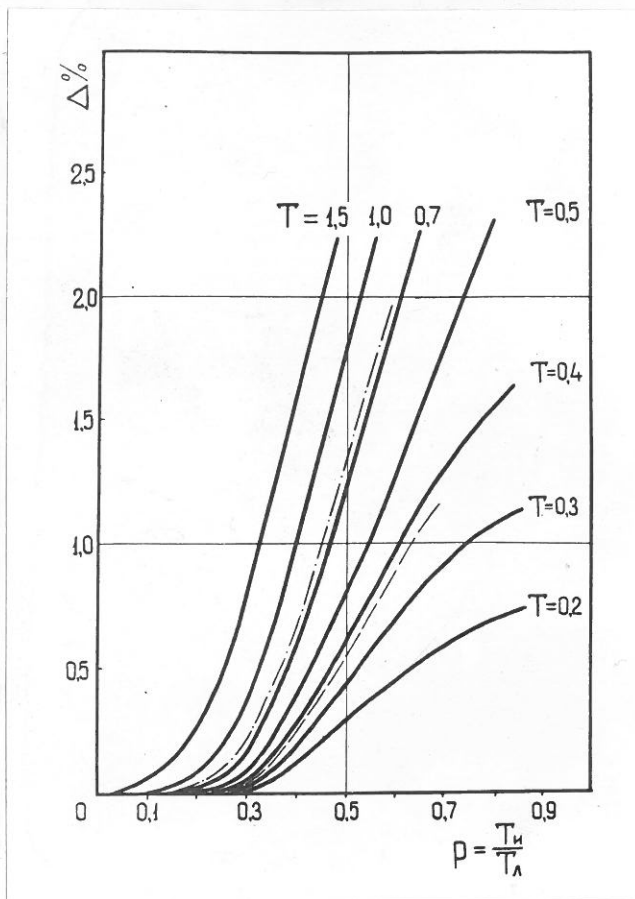


Рис.4.17. Влияние фронта нарастания на амплитуду импульсов при формировании с помощью короткозамкнутых длинных линий.

Вместо величины $\tau_{и}$ по оси абсцисс отложено значение $\rho = \frac{\tau_{и}}{\tau_{\lambda}}$. Как было показано в главе 3, величина ρ определяет отношение сигнала к шуму, причём с этой точки зрения необходимо брать как можно большие значения ρ . Допустимым значением дефицита можно считать 0,2%. Поскольку обычно вводится коллимация, то это приведет к разбросу в амплитуде импульсов меньшему, чем 0,1%. Как видно из рис. 4.17, максимальное допустимое значение ρ при данном $T_{\phi} = 0,5$ мксек возрастает с увеличением τ_{λ} . Однако вместе с тем растёт и длительность импульсов. При конструировании линий задержки было принято значение $\tau_{\lambda} = 1,6$ мксек. Остальные параметры линий определяются из следующих условий:

1. Для полного устранения отрицательного выброса, а также для обеспечения равенства площадей положительной и отрицательной части импульса необходимо малое затухание линий:

$$\frac{R}{Z} \leq 0,01$$

где Z — волновое сопротивление линии,
 R — омическое сопротивление линии.

2. Поскольку речь идет о получении высокой разрешающей способности, то качество формирования должно быть высоким: амплитуда паразитных колебаний должна составлять не более 0,5 — 1% от амплитуды импульса.

3. Фронт нарастания отраженного импульса не должен превышать 0,2 мксек. Выпускаемые промышленностью задержки, включая и кабель, не обладают такими параметрами.

Удовлетворяющая перечисленным выше требованиям линия была получена следующим образом.

На кварцевой трубке длиной 80 см и диаметром 26 мм нанеслась серебряная полоса шириной 12 мм. Затем прокладывалась

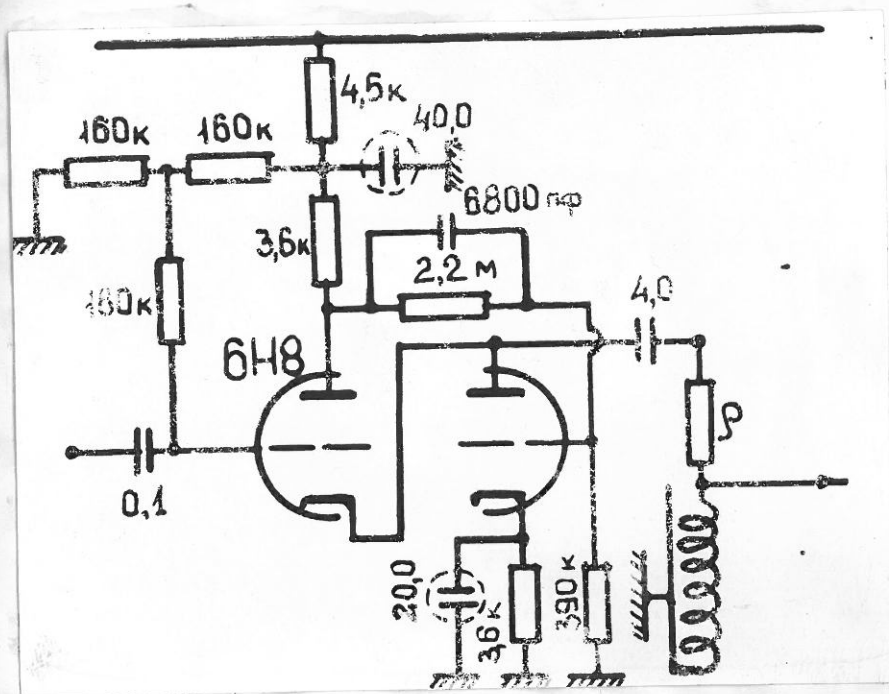


Рис.4.18.

Схема выключая лампы.

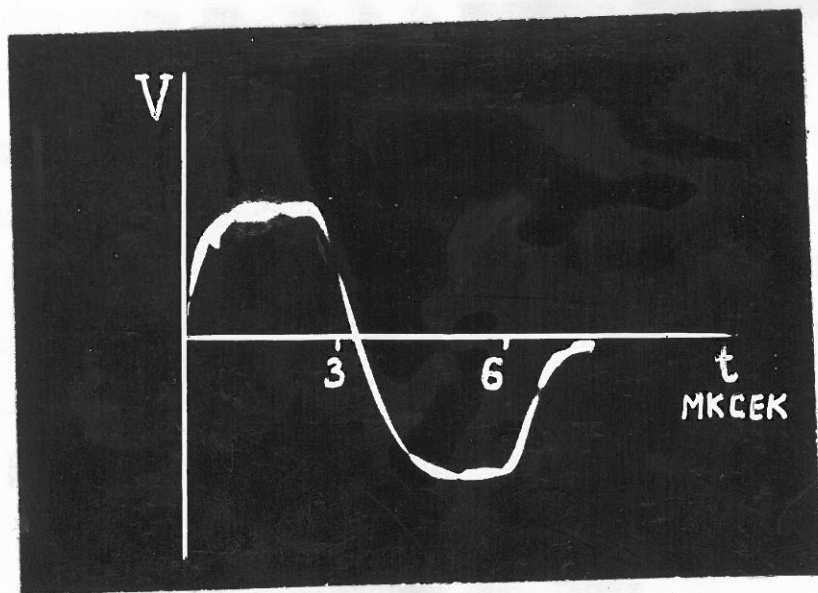


Рис.4.19.

Осциллограмма импульсов, сфотографированных с помощью двух короткозамкнутых линий.

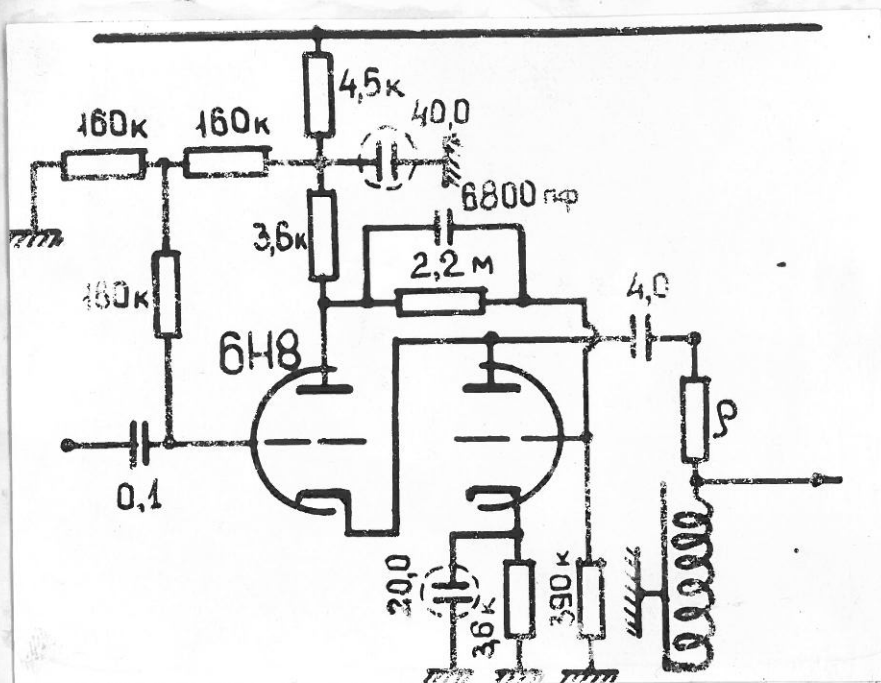


Рис.4.18.

Схема включенная линия.

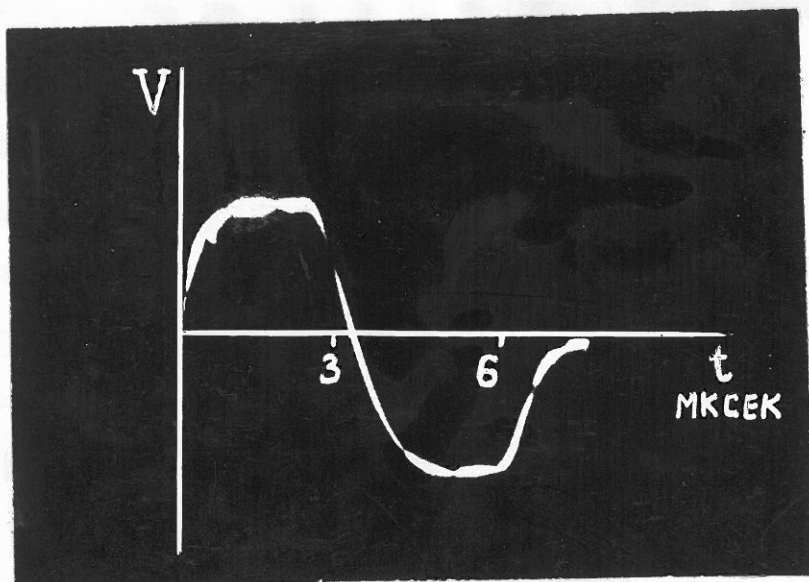


Рис.4.19.

Осциллограмма импульсов, сформированных с помощью двух короткозамкнутых линий.

тефленовая лента толщиной 20 микрои и производилась сплошная однослойная намотка проводом ПЭЛ диаметром 0,57 мм. Введением коррекционных пластин уменьшались паразитные колебания и улучшался фронт импульса. Линия помещалась в экранирующем кожухе. Параметры линии: $\tau_{\Lambda} = 1,6$ нсек; $Z = 700$ ом; $R = 6$ ом; $T_{\Phi} = 0,2$ нсек.

Схема включения линии показана на рис.4.18. Осциллограмма сформированного с помощью одной линии импульса представлена на рис.4.19.

Отношение сигнала к шуму.

Этот вопрос был рассмотрен в § 2 главы 3, причём рассматривались случаи однократного RC-интегрирования — однократного дифференцирования на линии и однократного RC-интегрирования — двукратного дифференцирования на линии. Соответствующие результаты представлены на рис.3.7 — 3.10.

Как видно из графиков, величина шума уменьшается с ростом p и может даже быть меньше на 20-25 % минимального значения, получаемого при обычном способе формирования. К сожалению, влияние дефицита нарастания приводит к тому, что p не может быть взято большим, чем 0,4 (рис.4.17). Поэтому, например, при использовании двух линий величина шума возрастает в 1,5 раза:

$\delta \approx 2$ ед. шума. Однако и это значение шума может быть получено лишь в том случае, если параметр "а" имеет оптимальное значение:

при $p = 0,4$ $a_{\text{опт.}} = 1,6$.

Величина a определяется формулой:

$$a = \frac{\tau_{\Lambda}}{\tau_0} \tag{4.20}$$

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{C^2}{S I_c} \cdot \frac{k T_k}{0,8e \cdot \eta}}$$

Если использовать те же параметры входа, что и в оптимальном варианте при работе с малой нагрузкой ($S = 0,7 \frac{\text{MA}}{\text{B}}$, $I_c = 7 \cdot 10^{-11} \text{ A}$, $C = 10 \text{ pF}$ см. § 5 гл. 3), то $\tau_0 = 14 \text{ мксек.}$ Поскольку $\tau_A = 1,6 \text{ мксек.}$, то $\alpha = 0,11$, что далеко от оптимального значения. Из графиков на рис. 3.10 получаем, что в этом случае $\delta \approx 5 \text{ ед. лун.}$ Следовательно, задача заключается в том, чтобы увеличить "а" в 6-10 раз. Это может быть достигнуто, например, за счёт увеличения крутизны лампы S при сохранении отношения $\frac{S}{I_c}$. (Небольшое уменьшение этого отношения допустимо, поскольку δ зависит от $\frac{S}{I_c}$ лишь как корень четвертой степени). Лучшим решением вопроса было бы использование в качестве первой лампы усилителя лампы с большой крутизной. Однако опробование ламп типа 6ЖЭП, 6СЭП показало, что они обладают недопустимо большим сеточным током.

Другим способом увеличения крутизны является повышение анодного напряжения первой лампы. При этом величина τ_0 может быть уменьшена в 2 - 3 раза, но за счёт некоторого уменьшения отношения $\frac{S}{I_c}$.

Лучшим способом увеличения параметра "а" является уменьшение входной ёмкости, поскольку при этом одновременно возрастает отношение сигнала к шуму. Наконец, можно увеличить "а" за счёт увеличения τ_A (например, в 1,5 раза). Таким образом, вполне возможно получение $\alpha = 0,6 - 0,7$ и $\delta = 2,4 \text{ ед. лун.}$, что соответствует полуширине линии генераторных импульсов, равной 20 - 22 нэв.

Экспериментальная проверка работы спектрометра при большой нагрузке.

Для проверки работы спектрометра при большой нагрузке было проведено измерение α -спектра Pu^{238} интенсивностью

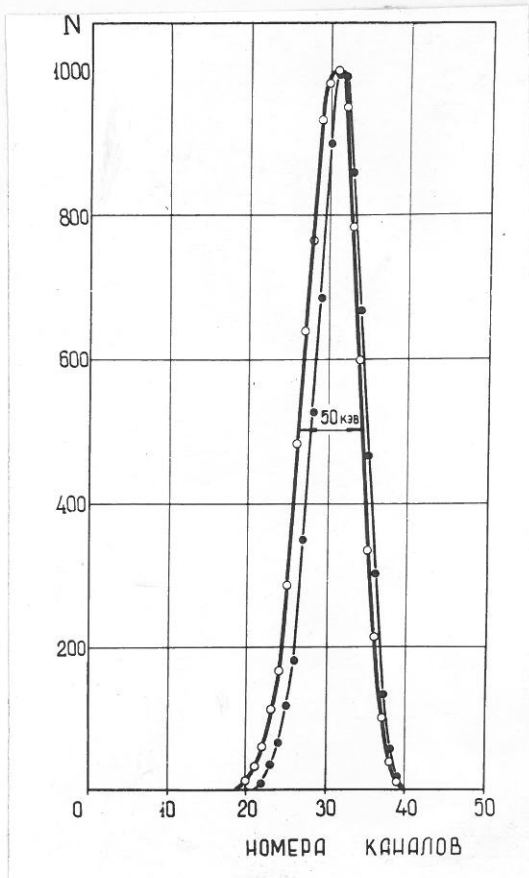


Рис.4.20.

Влияние величины загрузки на спектр генераторных импульсов.

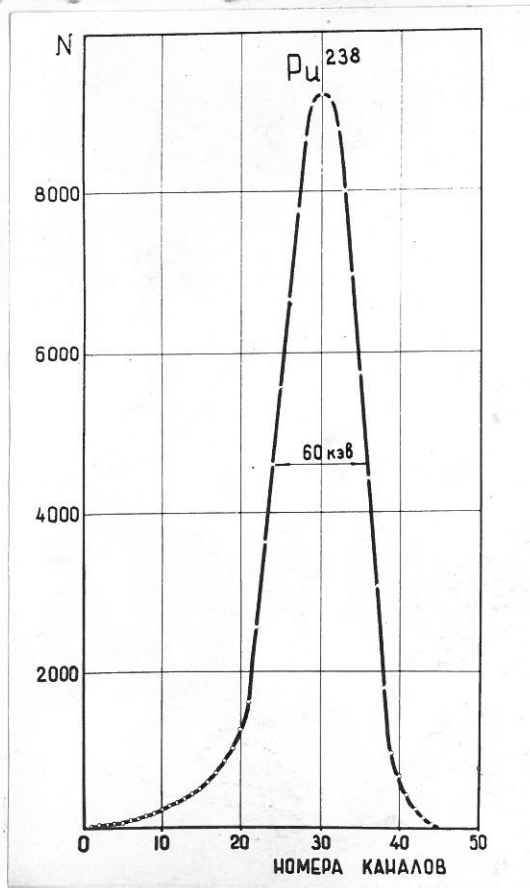


Рис.4.21.

α -спектр Pu^{238} при скорости счёта $8 \cdot 10^3$ имп/сек.

$8 \cdot 10^3$ имп/сек, а также спектра генераторных импульсов, подаваемых на вход усилителя одновременно с импульсами от α -частиц. При этом измерения были проведены в условиях, далеких от оптимальных: $\alpha \approx 0,2$. В этих измерениях ставилась цель не столько получить максимально возможную разрешающую способность, сколько определить влияние увеличения загрузки на разрешающую способность. Для исключения наложенных импульсов была использована схема блокировки с мертвым временем 10 нсек.

На рис. 4.20 (тонкая линия) приведен спектр генераторных импульсов, полученный в отсутствие на входе импульсов от α -частиц. Кирной кривой показан спектр тех же импульсов при введении загрузки. Как видно из сравнения графиков, увеличение загрузки мало сказывается на ширине и месте положения максимума линии.

α -спектр Pu^{238} приведен на рис. 4.21. Полуширина линии в этом случае оказалась равной 60 кэв, причём интенсивность линии на расстоянии ~ 200 кэв от максимума падает почти в 1000 раз, т.е. также, как и при обычной загрузке.

Анализируя полученные результаты, следует отметить:

1. Основной вклад в полуширину линии (50 кэв) даёт радиотехнические шумы. Но, как уже было показано, величина шума может быть значительно уменьшена. Таким образом, есть основания полагать, что полуширина α -линии может быть доведена до 30 - 35 кэв.

2. Дальнейшее увеличение разрешающей способности могло бы быть достигнуто за счёт уменьшения времени собирания электронов в камере, либо за счёт уменьшения влияния дефицита нарастания, в связи с чем в этом направлении необходимо провести соответствующие исследования.

В заключение остановимся на некоторых из возможных применений спектрометра, работающего при большой нагрузке.

Мы уже отмечали, что с помощью такого спектрометра становится возможным изучение малоинтенсивных α -переходов. При достигнутой величине допустимой нагрузки минимальная регистрируемая интенсивность в нашем спектрометре составляет 10^{-4} % от полной интенсивности при формировании на RC-цепях и 10^{-5} % - при формировании на линиях. Спектрометр, работающий при большой нагрузке, может быть с успехом использован для измерения $\alpha - \gamma$ -угловой корреляции. Более того, такие измерения, фактически, невозможны при малой скорости счёта в камере (точнее, возможны в очень ограниченном числе случаев). Этим обстоятельством, отчасти, объясняется тот факт, что до сих пор ионизационная камера, практически, не применялась для изучения $\alpha - \gamma$ -угловых корреляций, несмотря на все достоинства этого метода.

Увеличение допустимой нагрузки в спектрометре делает возможным использование его в совпадении с β -спектрометром. Создание такого прибора было бы чрезвычайно полезным для ядерной спектроскопии.

Наконец, спектрометр, работающий при большой скорости счёта, может быть использован при исследовании деления ядер на большой фоновой импульсов от α -частиц.

§ 4. Использование ионизационного α -спектрометра совместно с γ -спектрометром.

Одним из самых значительных преимуществ ионизационного α -спектрометра является возможность использования его совместно с γ -спектрометром, либо с β -спектрометром. В созданной нами установке осуществлен вариант α - γ -спектрометра совпадений. Ниже дано описание блок-схемы установки.

Как уже отмечалось, ионизационный α -спектрометр является весьма универсальным прибором. Поэтому при разработке аппаратуры, работающей с ионизационной камерой, мы старались как можно полнее использовать эту универсальность с тем, чтобы при переходе от одного варианта работы спектрометра к другому не требовалось никакой перестройки в аппаратуре. Большое внимание было уделено вопросу стабильности аппаратуры, а также удобству работы с ней. Блок-схема α -спектрометра приведена на рис. 4.22. Чтобы не усложнять картины, мы не показали на схеме приборы, имеющие второстепенное значение. К таким приборам относятся формирующие схемы, пересчетные приборы, интенсификаторы, линии задержки и др. Кроме того, показан лишь один генератор, тогда как на самом деле их используется два (на стабилизацию и на измерении энергии).

Импульсы с собирающего электрода, пройдя через предусилитель (ПУ), усилитель (У) и экспандер (В), поступают на вход многоканального анализатора (МА I), который в обычном состоянии закрыт и открывается импульсом со схемы быстрых совпадений C_2 . C_2 , фактически, состоит из двух схем совпадений. В одной из них импульсы с собирающего электрода, прошедшие через схему исключения наложившихся импульсов (БС), идут на совпадение с импуль-

сами от генератора (выход 2), в другой происходит совпадение с импульсами с высоковольтного электрода (либо сетки) — выход 1. При этом осуществляется временная коллимация. Степень коллимации устанавливается регулированием времени задержки (L_2) или длительности триггера (T_p).

При измерении α -спектров (Π_2 в положении 1) может оказаться, что число импульсов значительно превышает величину допустимой загрузки многоканального анализатора (мертвое время равно 20 мсек). Поэтому импульсы со схемы совпадений проходят через пересчётный блок, коэффициент пересчёта которого меняется в пределах от 1 до 1000. Для измерения спектра генераторных импульсов достаточно переключить Π_2 в положение 2.

Для осуществления амплитудной электрической коллимации используется медленная схема совпадений C_3 , на которую поступают импульсы с C_2 и D_2 . Степень коллимации устанавливается регулированием ширины канала или уровня анализатора D_2 . При этом многоканальный анализатор срабатывает от импульсов, идущих от C_3 . Многоканальный анализатор может работать в двух режимах — от быстрых совпадений и от быстро-медленных, когда вход открывается импульсом от C_2 , а запуск осуществляется от C_3 . Схема выполнена таким образом, что пересчёт, о котором говорилось выше, возможен в обоих режимах. Таким образом, мы можем использовать любой из двух типов коллимации или даже сразу оба.

Для измерения α -спектра в совпадении с γ -квантами нужно переключить Π_1 в положение 2. При этом на L_2 пойдет не каждый импульс с высоковольтного электрода, а лишь совпавший с γ -квантом. Такое переключение не приводит к изменению степени коллимации. Для выделения совпадений с определенной группой γ -квантов используется одноканальный анализатор и схема совпадений C_3 .

Блок-схема α -СПЕКТРОМЕТРА

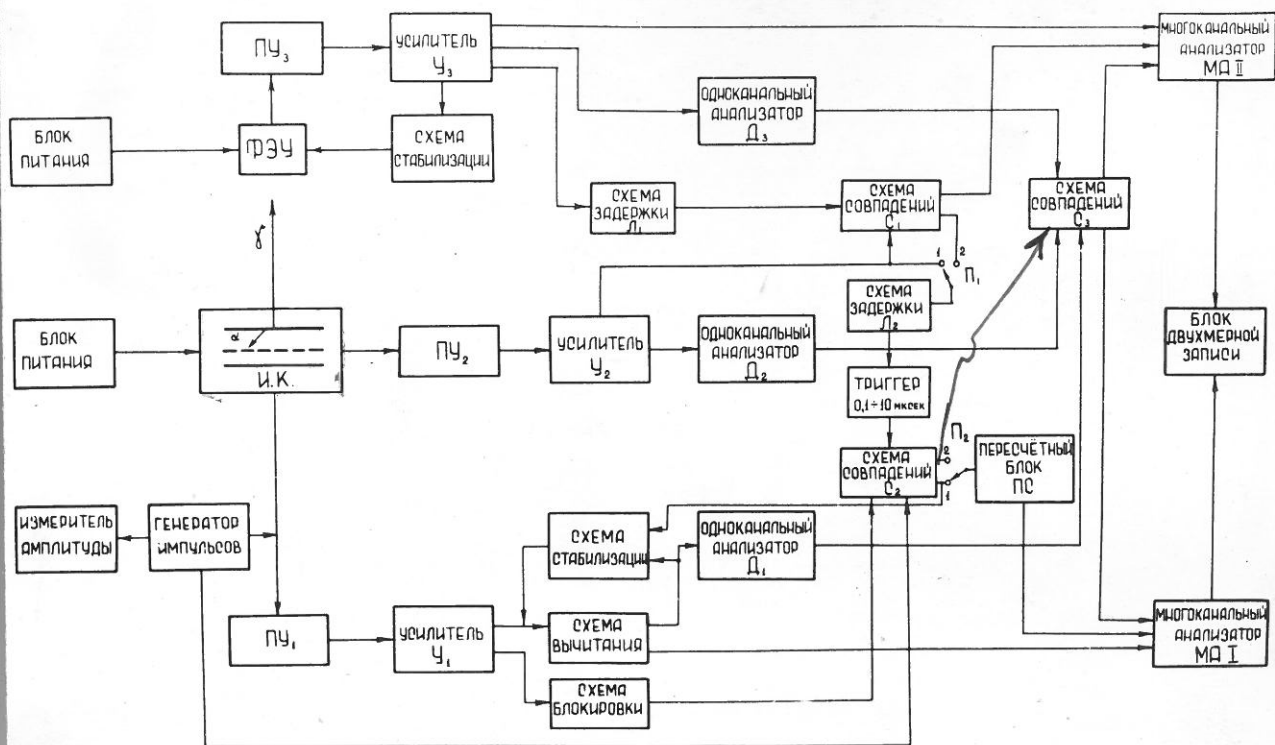


Рис. 4.22.



Рис. 4.23.

В γ -канале, как и в α -канале используется схема стабилизации. Обе схемы аналогичны с той лишь разницей, что регулируемым элементом в цепи обратной связи стабилизации в данном случае является напряжение на ФЭУ. Использование схемы стабилизации позволит стабилизировать положение линий α - и γ -спектров с точностью до $1/3$ канала многоканального анализатора. γ -спектр измеряется с помощью второго многоканального анализатора, схема входного блока которого такая же, как у первого. В каждом из многоканальных анализаторов импульсы регистрируются с помощью механических счётчиков. Кроме того, они поступают на схему двумерной записи. Таким образом, фактически, мы имеем двумерный анализатор. Использование двумерного анализатора (см. гл. 5) во много раз сокращает время измерений α - и γ -спектров, а, главное, повышает надежность таких измерений.

На рис. 4.22 показан общий вид ионизационной камеры.

γ -кванты выводятся из камеры через окно из оргстекла (толщиной 1,5 мм). Высоковольтный электрод с источником крепится к внутренней стороне окна. При этом достигается большая эффективность счёта γ -квантов ($\sim 30\%$). γ -счётчик укреплен на стойках, вдоль которых он может перемещаться, что позволяет использовать установку для изучения α - γ -угловых корреляций.

Таким образом, созданная установка позволяет производить следующие измерения.

1. Измерение α -спектров без совпадений с γ -квантами.
2. Измерение α -спектров в совпадении с выделенной группой γ -квантов.
3. Измерение γ -спектров в совпадении с выделенной

группой α -частиц.

4. Одновременное измерение α - и γ -спектров с записью на двухмерном многоканальном анализаторе.

5. Измерение α - γ -угловой корреляции.

При этом интенсивность исследуемых α -излучателей может меняться в широких пределах - от $\sim 1 \frac{\text{имп}}{\text{час}}$ до $10^4 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$.

С помощью спектрометра α - γ -совпадений был исследован α -распад U^{235} , U^{234} , U^{238} , а также исследована α - γ -угловая корреляция Ra^{224} и Fz^{221} .

Результаты измерений приведены в главе 5.

§ 5. Использование ионизационной камеры для изучения

α - γ -угловых корреляций.

Изучение α - γ -угловых корреляций как средство идентификации ядерных уровней.

Измерение мультипольности γ -излучения часто не позволяет однозначно установить спины уровней, с которыми связан данный γ -переход, даже если один из уровней известен. В связи с этим особую ценность представляют методы, с помощью которых возможно однозначное определение спина уровней. К сожалению, в настоящее время таких методов немного, к тому же развиты они значительно слабее, чем методы определения мультипольности γ -излучения. Поэтому изучение α - γ -угловых корреляций представляет значительный интерес, так как этот метод, по крайней мере, в принципе, позволяет осуществить однозначное установление спина ядерных уровней.

Теоретически проблема угловых корреляций исследовалась в ряде работ / 74-76 /. Для большинства практически интересных случаев получены точные, хотя и довольно громоздкие, формулы,

определяющие вид корреляционной функции $W(\theta)$.

$W(\theta)$ представляется в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = \sum_{s=0}^{2L} A_s P_s(\cos \theta) \quad (4.23)$$

где L — момент, уносимый γ -квантом.

(s — может быть только чётным).

Коэффициенты A_s зависят от ряда ядерных параметров, в частности, от мультипольности γ -излучения и спинов уровней, участвующих в γ и α переходах. С этим обстоятельством и связана возможность определения спина ядерных уровней.

Коэффициенты A_s могут быть определены из экспериментально измеренной корреляционной функции. С другой стороны, они могут быть вычислены для заданных значений спинов уровней и мультипольности γ -излучения.

Из всех возможных значений спинов выбираются такие, которые приводят к наилучшему согласию расчётных данных с полученными из эксперимента. Задача значительно облегчается, если известна мультипольность излучения. Поскольку обычно имеет дело с дипольным, либо квадрупольным излучением, то в сумме (1) остается всего два или три члена. Так, для квадрупольного излучения $W(\theta)$ принимает вид:

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) \quad (4.24)$$

К сожалению, интерпретация экспериментальных результатов затрудняется необходимостью учитывать эффект сглаживания корреляции, из-за взаимодействия магнитного момента ядра, находящегося в промежуточном состоянии с внешними магнитными полями, либо электрического квадрупольного момента — с внешними электрическими полями.

Таким образом, реально наблюдаемая корреляционная функция, например, для случая квадрупольного излучения имеет вид:

$$W(\theta) = 1 + A_2 \Delta_2 P_2(\cos \theta) + A_4 \Delta_4 P_4(\cos \theta) \quad (4.25)$$

где Δ_2 и Δ_4 — коэффициенты ослабления корреляции. Сглаживание корреляции тем меньше, чем меньше время жизни промежуточного состояния. Кроме того, оно зависит от физического состояния источника. Наличие эффекта сглаживания корреляции, несомненно, снижает ценность всех корреляционных методов. Тем не менее, как показывает опыт, используя этот метод, в большинстве случаев удается успешно идентифицировать уровни. Более того, по измеренным коэффициентам ослабления можно получить некоторые сведения о взаимодействии ядра с внешними полями / 77 / (например, установить, какой тип взаимодействия — электрическое или магнитное — превалирует).

Еще на одно интересное применение результатов измерения $\alpha - \gamma$ —угловой корреляции было указано В.М.Струтинским / 78 /. Дело в том, что для вычисления $W(\theta)$ существенно поведение волновой функции α -частицы на бесконечности. Иначе говоря, коэффициенты A_s оказываются зависящими от коэффициентов в разложении волновой функции α -частицы по полиномам Лежандра:

$$\Psi_\alpha = \sum_{\ell} G_\ell(\rho) \sqrt{2\ell + 1} \cdot \alpha_\ell P_\ell(\cos \theta) \quad (4.26)$$

здесь

ℓ — чётное

α_ℓ — может быть комплексной величиной.

$|\alpha_\ell|^2$ — вероятность вылета α -частицы с моментом ℓ .

Известные данные об интенсивностях α -распада (для облегчённых переходов) свидетельствуют о том, что $|\alpha_\ell|^2$ резко убывает с ростом ℓ . Поэтому в сумме (4.26) можно оставить лишь

члены с $\ell = 0$ и $\ell = 2$. Далее, можно показать, что фаза коэффициента α_2 определяется знаком деформации ядра. Определяя фазу α_2 по полученным из опыта значениям коэффициентов A_5 , можно определить знак деформации ядер. Так, Струтинским было показано, что имеющиеся данные по угловой $\alpha - \gamma$ - корреляции, полученные при распаде Am^{241} (облегченный переход), свидетельствует о том, что как материнское ядро, так и дочернее ядро, находящееся в соответствующем возбужденном состоянии, являются вытянутыми ядрами.

Таким образом, изучение $\alpha - \gamma$ -угловых корреляций может дать ряд ценных сведений о структуре ядра.

Методы измерения $\alpha - \gamma$ -угловой корреляции.

Впервые измерение угловой $\alpha - \gamma$ -корреляции было осуществлено Л.А.Кульчицким в 1950 году / 79 /. В использованной им установке α -частицы регистрировались с помощью магнитного α -спектрометра, а γ -кванты - сцинтилляционным счётчиком. Однако такой метод обладает рядом существенных недостатков, главным из которых является малость используемого телесного угла.

В настоящее время более распространенным является метод, в котором для регистрации α -частиц, как и γ -квантов, используется сцинтилляционный счётчик. Эффективность этого метода несколько выше, чем в случае использования магнитного спектрометра, но разрешающая способность α -счётчика весьма низка (полуширина α -линии 3-5 %). Малая эффективность обоих методов приводит к необходимости использования быстрых схем совпадений ($\sim 10^{-9}$ сек.), а, главное, ограничивает возможность изучения малоинтенсивных α -переходов.

В 1955 году группой французских авторов / 80 / для измерения α - γ -угловой корреляции была использована двухэлектродная ионизационная камера. Главным достоинством этого метода является большая эффективность: одновременно регистрируются все α -частицы, испускаемые в телесный угол 2π . Однако при использовании двухэлектродной камеры α -частицы не могут быть разделены по энергии, вследствие чего этот метод применим лишь в очень ограниченном числе случаев. (Насколько нам известно, указанная работа / 80 / - пока единственный случай применения двухэлектродной камеры для измерения угловых корреляций).

В нашей лаборатории было предложено использовать для измерения α - γ -корреляций камеру с сеткой, что должно позволить одновременно с угловыми измерениями производить разделение α -частиц по энергии. Несколько вариантов использования такой камеры было описано в работе / 27 /. При практическом осуществлении этого метода пришлось столкнуться с рядом трудностей, главными из которых являются влияние толщины слоя на точность угловых измерений, а также трудность увеличения загрузки в камере. В настоящее время обе эти трудности удалось устранить, благодаря чему, как мы полагаем, ионизационная камера становится наиболее эффективным прибором для измерения α - γ -угловых корреляций.

Ниже приводится сравнительное обсуждение различных вариантов использования ионизационной камеры для изучения α - γ -угловых корреляций. Результаты измерения α - γ -корреляций при α -распаде Ra^{224} и Fz^{221} приведены в следующей главе.

Сравнительное обсуждение различных вариантов использования ионизационной камеры для измерения угловых распределений.

Как уже было показано, для измерения угловых распределений

могут быть использованы следующие импульсы, возникающие на различных электродах камеры. В двухэлектродной камере возможны два варианта:

$$V_1 = \frac{Ne}{C} \left(1 - \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta\right) \quad (4.27)$$

$$\varphi_1 = -\frac{Ne}{C} \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta \quad (4.28)$$

где φ_1 — амплитуда импульсов, возникающих на электроде с α -источником при условии, что электроны собираются на нём же.

V_1 — амплитуда импульсов, возникающих на том же электроде, но при противоположном направлении движения электронов.

В трёхэлектродной камере (см. гл. I) могут быть использованы следующие импульсы:

$$V_1 = \frac{Ne}{C} \left(1 - \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta\right) \quad (4.29)$$

$$V_3 = -\frac{Ne}{C} \left(1 - \frac{R'}{d} \cos \theta\right) \quad (4.30)$$

$$V_4 = \frac{Ne}{C} \cdot \frac{\bar{R}}{d} \cos \theta \quad (4.31)$$

Кратко остановимся на достоинствах и недостатках каждого из этих вариантов использования ионизационной камеры для угловых измерений.

Прежде всего необходимо отметить, что во всех вариантах амплитуда импульсов связана линейно с $\cos \theta$. Поэтому

$$dV \propto d \cos \theta \propto d \Omega \quad (4.32)$$

Такая зависимость импульса от угла вылета чрезвычайно удобна, поскольку в этом случае распределение числа импульсов по амплитуде (число счетов в интервале dV как функция V) есть в то же время распределение частиц по телесному углу (число частиц в интервале $d\Omega$ как функция Ω). В частности, в случае изотропного распределения число счетов в интервале dV не должно зависеть от V (прямоугольное распределение).

При определении точности метода представляет интерес ширина распределения $\Delta = V_{\text{МАКС.}} - V_{\text{МИН.}}$. Чем больше Δ , тем резче зависимость амплитуды от угла, тем выше точность угловых измерений. Для случаев V_1 , φ_1 и V_4

$$\Delta = \frac{Ne}{C} \cdot \frac{\bar{R}}{d} \approx 0,6 \frac{Ne \cdot R}{C \cdot d} \quad (4.33)$$

В случае V_3 :

$$\Delta \approx \frac{Ne}{C} \cdot \frac{R}{d} \quad (4.34)$$

Итак, ширина распределения отрицательных импульсов с сетки в 1,7 раза больше, чем для других импульсов. Во всех вариантах для увеличения Δ необходимо увеличивать отношение $\frac{R}{d}$ ($\frac{R}{d} \rightarrow 1$).

Амплитуды импульсов, используемых для угловых измерений определяются, в частности, пробегом α -частицы. Известно, однако, что величина пробега довольно сильно флуктуирует. В связи с этим возникает вопрос, какая максимальная точность в измерении угла вылета α -частицы может быть достигнута и как флуктуация пробега скажется на амплитудном распределении импульсов. Основываясь на приведенных выше формулах, легко показать, что для всех обсуждаемых вариантов справедливо следующее соотношение:

$$\delta_{\cos\theta} = \left(\frac{\delta_R}{R} \right) \cos\theta \quad (4.35)$$

где δ_R — среднеквадратичная флуктуация пробега,
 $\delta_{\cos\theta}$ — среднеквадратичная ошибка в измерении величины $\cos\theta$, обусловленная флуктуациями пробега. Величина $\frac{\delta_R}{R}$ обычно составляет 0,8 % / 84 / . Следовательно, относительная ошибка в измерении величины $\cos\theta$ в ионизационной камере не зависит от $\cos\theta$, а также от отношения $\frac{R}{d}$ и составляет 0,8 %. Величина же абсолютной ошибки зависит от угла и изменяется от значения 0,008 (при $\theta = 0$) до 0 (при $\theta = \frac{\pi}{2}$).

Полученные результаты следует сравнить с ошибкой $(\delta_{\cos\theta})_{ш.}$ в измерении величины $\cos\theta$, обусловленной шумами усилителя. Можно показать, что

$$(\delta_{\cos\theta})_{ш.} = \alpha \left(\frac{\delta_{ш}}{E_\alpha} \right) \cdot \frac{d}{R} \quad (4.36)$$

где $\delta_{ш} \approx 10$ кэв — среднеквадратичная флуктуация шума в энергетическом выражении, $\alpha = 1$ при использовании импульсов V_3 и $\alpha = 1,7$ для остальных случаев.

Полагая в (4.36) $\delta_{ш} = 10$ кэв, $E_\alpha = 6,0$ Мэв, $\alpha = 1,7$, получаем:

$$(\delta_{\cos\theta})_{ш.} = 0,003 \frac{d}{R} \quad (4.37)$$

Таким образом, влияние шумов усилителя зависит от отношения $\frac{R}{d}$ и минимально при $\frac{R}{d} \rightarrow 1$. Сравнивая (4.27) и (4.35), видно, что флуктуации шумов усилителя оказываются существенными лишь при $\theta > 60^\circ$. Для меньших же значений углов определяющими являются флуктуации пробега.

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о влиянии толщины слоя источника на точность угловых измерений.

Рассмотрим сначала случай использования двухэлектродной камеры, т.е. импульсов V_1 либо Φ_1 . Как уже отмечалось, использование двухэлектродной камеры ограничено теми случаями, когда не требуется разделения по энергиям α -частиц.

Поглощение части энергии α -частицы в слое источника приводит к уменьшению величин N и \bar{R} в формулах (4.27, 4.28), и, поскольку, кроме того, величина его зависит от угла вылета α -частицы, видно, что измеряемое амплитудное распределение импульсов может быть искажено и не соответствовать истинному угловому распределению α -частиц. С точки зрения влияния толщины источника на амплитудное распределение импульсов существенно, является ли амплитуда импульсов, соответствующих вылету α -частиц параллельно ($\theta = \frac{\pi}{2}$) поверхности электродов, максимальной в амплитудном распределении, либо минимальной (рис. 4.23).

Рассмотрим, например, искажение амплитудного распределения импульсов V_1 . Если α -частица, вылетевшая под углом θ , потеряет в источнике энергию dE , то это приведет к уменьшению амплитуды импульса на величину dV :

$$dV = V_{\text{макс.}} \cdot \frac{dE}{E_\alpha} \cdot \left(1 - \frac{\bar{R}}{d} \beta \cdot \cos \theta\right) \quad (4.38)$$

$$\beta = \frac{dR}{dE_\alpha} + 1 \approx 2,5$$

Величина dE зависит как от угла вылета, так и от глубины слоя, в котором произошел α -распад:

$$dE = \frac{dE_\perp}{\cos \theta} \quad (4.39)$$

где dE_\perp - потеря энергии α -частицы в случае $\theta = 0$.

Тогда

$$dV = V_{\text{макс.}} \cdot \frac{dE_\perp}{E_\alpha} \left[\frac{1}{\cos \theta} - \frac{\beta \bar{R}}{d} \right] \quad (4.40)$$

Из (4.40) следует, что, поскольку обычно $\frac{dE_\perp}{E_\alpha}$ мало ($\leq 0,1\%$), то изменение амплитуды импульсов становится существенным лишь для углов θ близких к $\frac{\pi}{2}$. Так, для $\theta = 80^\circ$

$$\frac{dV}{V_{\text{макс.}}} = 6 \cdot \frac{\Delta E_\perp}{E_\alpha} \leq 0,6\%$$

Таким образом, поглощение энергии в слое, практически, не должно отразиться на точности измерения угла вылета частицы при $\theta < 80^\circ$. Тем не менее, амплитудное распределение импульсов в области $\theta < 80^\circ$ может оказаться в значительной степени искаженным за счёт следующего фактора. Поскольку импульсы, соответствующие $\theta \approx \frac{\pi}{2}$, являются максимальными в амплитудном распределении и поскольку величина dV при $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ может быть очень большой, то часть импульсов, соответствующих $\theta \approx \frac{\pi}{2}$, "переселится" в область меньших значений амплитуды, или, в данном случае, в область меньших значений углов. Поэтому оказывается искажённой не только область, из которой происходит "переселение", но и область, в которую происходит "переселение". На рис. 4.24 приведено амплитудное распределение импульсов V_1 для α -частиц естественной смеси изотопов урана ($E_\alpha = 4,768$ Мэв и $E_\alpha = 4,195$ Мэв). В целях лучшего выявления эффекта измерения проводились с утрировано толстым источником. Из рисунка видно, что в данном случае искажённой оказывается вся область изменения амплитуды V_1 .

Рассмотрим теперь влияние толщины слоя источника на амплитудное распределение импульсов φ_1 . В этом случае амплитуда импульсов, соответствующих вылету α -частицы под углом $\approx \frac{\pi}{2}$ мала. Поэтому даже значительная потеря энергии приводит лишь к небольшому изменению амплитуды импульсов.

Как было показано Б.А. Бочаговым /47/, наличие конечной толщины слоя в данном случае, вообще не должно исказить амплитудного распределения импульсов. Оно может лишь несколько ухудшить разрешающую способность по углам. Но это ухудшение (равное изменению амплитуды импульсов при поглощении части энергии α -частицы вылетающей из нижнего слоя источника перпендикулярно поверхности

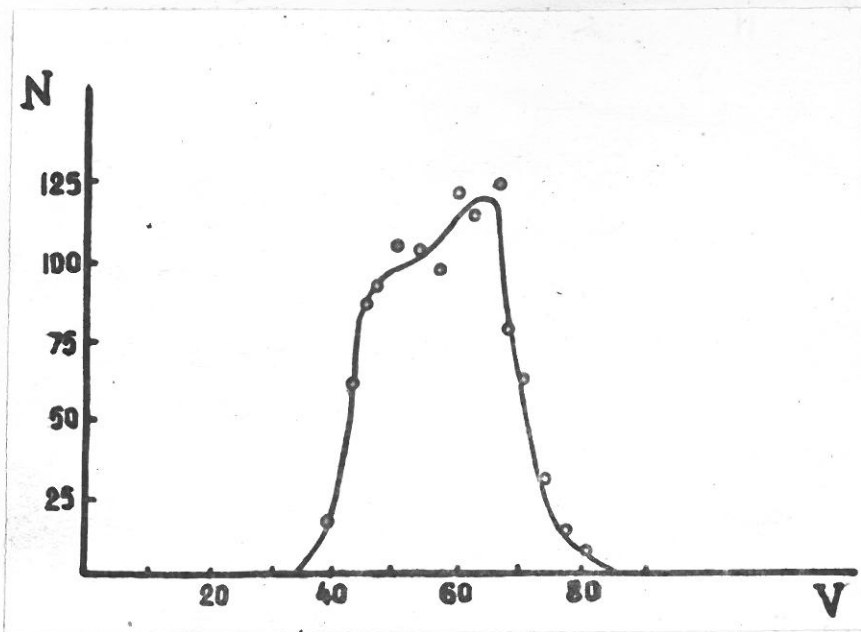


Рис.4.24.

Амплитудное распределение импульсов Φ_1 при работе с толстым источником. /Естественная смесь изотопов урана/

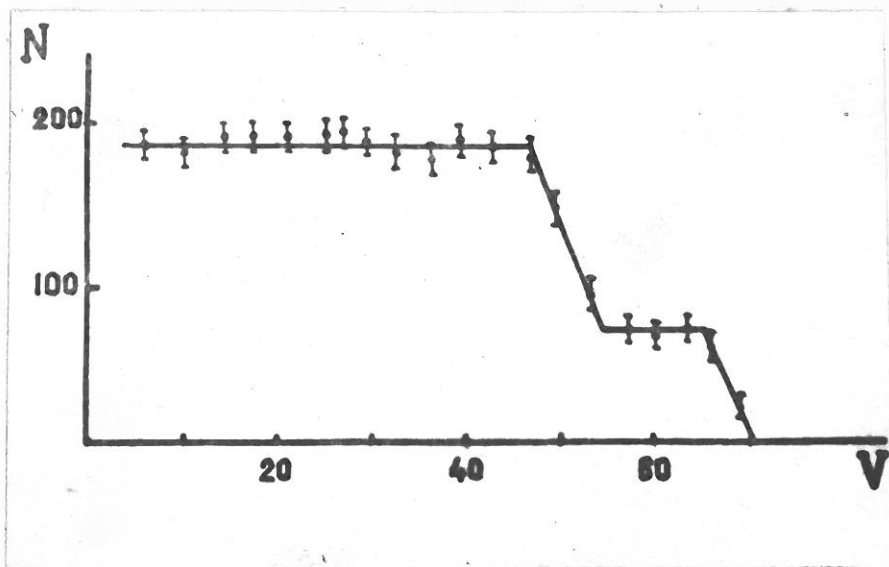


Рис.4.25.

Амплитудное распределение импульсов Φ_1 для того же источника, что и на рис.4.24. /Графики на рис.4.24 и рис.4.25 приведены из работы Б.А.Бочагова [47] /.

электродов) весьма невелико и во всех реальных случаях его можно не принимать во внимание. На рис. 4.25 показано амплитудное распределение импульсов φ_1 , полученное с тем же источником, что и в предыдущем случае. Качество амплитудного распределения в данном случае хорошее, несмотря на значительную толщину источника. Таким образом, при использовании импульсов φ_1 для угловых измерений влияние толщины слоя на точность измерений, практически, может быть полностью исключено. Несущественными оказываются и такие факторы, как диффузия электронов и ионов.

Из всего сказанного можно сделать следующий вывод: двухэлектродная камера (вариант φ_1) представляет собой идеальный прибор для изучения α - γ -угловых корреляций в том случае, когда не требуется разделения α -частиц по энергиям. По точности измерений и, особенно, по эффективности счёта, она намного превосходит все имеющиеся в настоящее время методы измерения α - γ угловых корреляций.

Остановимся теперь на случае использования ионизационной камеры для изучения α - γ угловой корреляции с разделением по энергиям α -частиц. Основным фактором, приводящим к искажению амплитудного распределения импульсов V_1 , V_3 и V_4 является толщина слоя источника. Прежде всего заметим, что импульс V_1 с высоковольтного электрода тождественен соответствующему импульсу в двухэлектродной камере, а амплитуды импульсов φ_1 и V_4 отличаются только знаком. Поэтому, казалось бы, всё сказанное относительно влияния толщины слоя источника на амплитудное распределение импульсов V_1 и φ_1 в двухэлектродной камере справедливо и для случая V_1 и V_4 в трёхэлектродной камере. Однако между этими случаями есть существенное различие,

связанное с разделением α -частиц по энергии, на котором мы остановимся подробнее. Пусть, например, в α -спектре содержится две линии α_1 и α_2 ($E_{\alpha_1} > E_{\alpha_2}$). Требуется измерить α_1 - γ -угловую корреляцию.

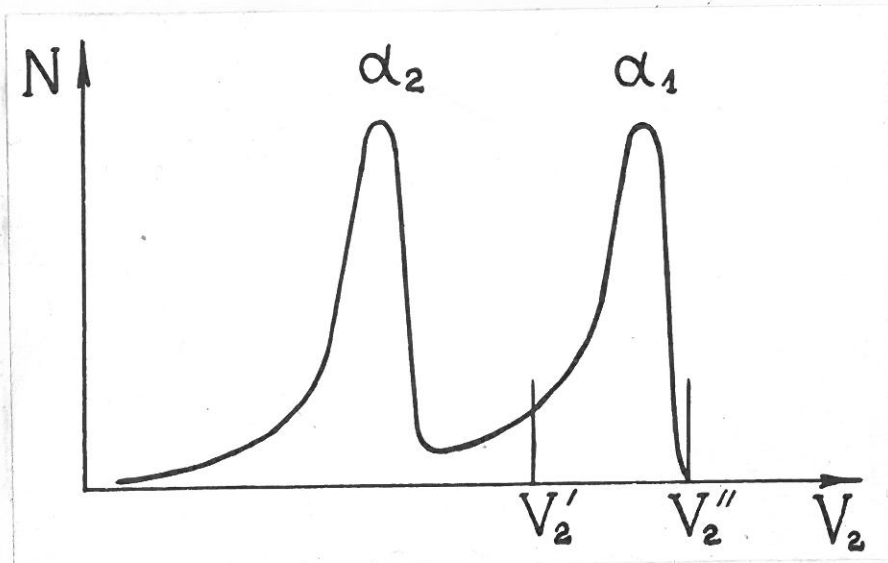


рис. 4.26

Примерный спектр импульсов V_2 с собирающего электрода приведен на рис. 4.26. Существенным является то, что каждая линия сопровождается "хвостом" в сторону меньших значений амплитуд. Для выделения линии α_1 необходимо выделить интервал импульсов ΔV_2 :

$$\Delta V_2 = V_2'' - V_2'$$

Но при этом будет исключен "хвост", т.е. будут исключены импульсы от α -частиц, вылетевших под малыми углами к поверхности электродов и потерявших часть энергии - $\Delta E \geq \Delta V_2$. Такая дискриминация отразится и на амплитудном распределении импульсов V_1 и V_4 , однако отразится по-разному.

Как мы уже видели, амплитудное распределение импульсов искажается, главным образом, за счёт "переселения" части импульсов в область меньших амплитуд. Но, исключая из регистрации "хвост", мы тем самым исключаем это "переселение" импульсов.

Таким образом, введение совпадений с импульсами V_2 улучшает спектр импульсов V_1 . Это улучшение тем значительнее, чем уже интервал ΔV_2 .

При работе с импульсами V_4 наблюдается обратная картина: исключение "хвоста" линии α_1 приводит к "выоданию" спектра импульсов V_4 при малых амплитудах (т.е. для $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$). Это "выодание" тем меньше, чем шире интервал ΔV_2 и чем большая часть "хвоста" попадает в этот интервал. Если же расстояние между α_1 и α_2 мало, и интервал ΔV_2 очень узок, то использование для угловых измерений импульсов V_4 , по существу, не даёт никаких преимуществ по сравнению с импульсами V_1 .

Пусть теперь необходимо измерить α_2 - γ -угловую корреляцию ($E_{\alpha_2} < E_{\alpha_1}$). В этом случае ширина интервала ΔV_2 может быть выбрана достаточно большой с тем, чтобы не исключать из регистрации "хвост" линии α_2 . Поэтому качество распределения импульсов V_4 в данном случае выше, чем в случае импульсов V_1 . Что касается влияния "хвоста" линии α_1 , то для обоих вариантов оно, примерно, одинаково: происходит некоторое увеличение числа импульсов при самых малых (V_4), либо при самых больших (V_1) амплитудах импульсов, остальная же область изменения амплитуд остается неискаженной.

Характер влияния толщины слоя на амплитудное распределение импульсов V_3 тот же, что и в случае импульсов V_1 . Однако, поскольку величина прямоугольника в этом случае больше, то относительное искажение распределения за счёт поглощения в источнике несколько меньше. Это преимущество является ощутимым, если $\frac{R}{d} \rightarrow 1$.

Недостатками этого метода являются зависимость длительности импульсов от скорости дрейфа электронов и влияние диффузии

электронов на амплитудное распределение импульсов.

Итак, наибольшая точность в угловых измерениях может быть достигнута при использовании импульсов V_4 . Однако, к сожалению, использование этих импульсов на практике связано с одной трудностью. Дело в том, что, как мы видели, положительному импульсу на сетке V_4 предшествует отрицательный импульс V_2 . Этот импульс, проходя через дифференцирующую цепь оставляет после себя положительный выброс, который может привести к искажению амплитудного распределения импульсов V_4 (особенно на малых амплитудах). Величина выброса тем меньше, чем меньше длительность отрицательного импульса t_3 и чем больше постоянная времени дифференцирования τ_g . Величина t_3 определяется скоростью дрейфа электронов в газе и при использовании смеси аргона с метаном может быть уменьшена до ~ 1 нсек. С другой стороны, если камера работает при малой загрузке (10 — 100 $\frac{\text{имп}}{\text{сек}}$), то постоянная τ_g может быть взята достаточно большой ~ 100 нсек. В этих условиях величина выброса, практически, не приведёт к искажению амплитудного распределения импульсов V_4 .

Таким образом, импульсы V_4 могут быть с успехом использованы для изучения углового распределения α -частиц при условии, что камера работает при небольшой загрузке.

Что касается импульсов V_1 , то использование их при большой скорости счёта не вызывает никаких затруднений. Это является очень важным достоинством метода, поскольку измерение α - γ -корреляций при малой загрузке возможно лишь в очень ограниченном числе случаев. Кроме того, использование импульсов V_1 значительно проще, так как в этом случае не нужно вводить в камеру вторую сетку. В связи с этим, а также в связи с тем, что при работе с тонкими источниками точность измерения

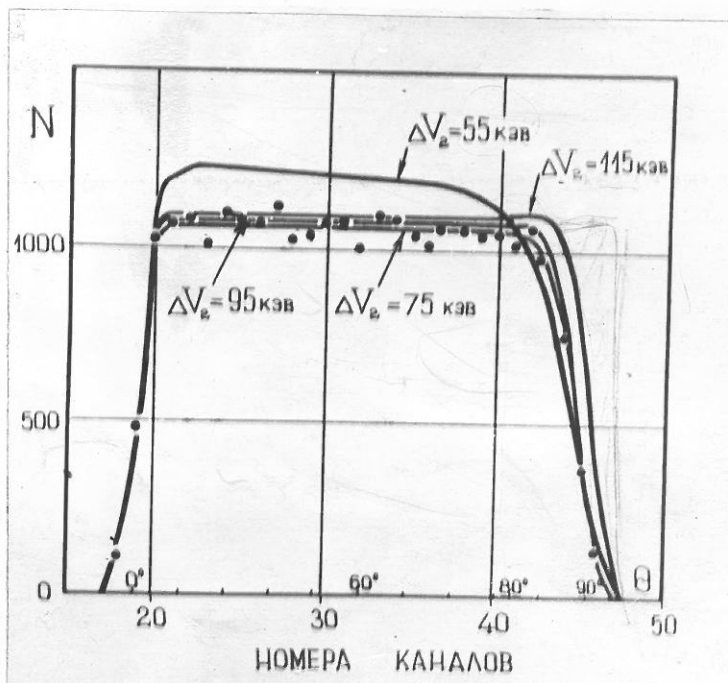


Рис. 4.27.

Амплитудное распределение импульсов V_I при различных значениях ширины выделенного интервала энергий.

ΔV_2 - расстояние от нижнего уровня выделенного интервала до максимума амплитудного распределения импульсов V_2 .

углового распределения в области $0^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$, практически, не хуже, чем в случае V_4 , мы рассматриваем использование импульсов V_1 как основной метод измерения α - γ -угловой корреляции.

На рис. 4.27 приведено амплитудное распределение импульсов V_1 для случая изотропного распределения α -частиц Fz^{221} , полученное при разных значениях интервала ΔV_2 . Как видно из рис. 4.27, с уменьшением ΔV_2 до 75 кэВ распределение становится с большой степенью точности равномерным в области $0^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$. Следует отметить, что, поскольку форма распределения зависит от величины ΔV_2 , то в процессе измерения необходима стабильность этой величины. Это, пожалуй, является наиболее существенным недостатком описываемого метода. Однако, поскольку в нашей установке используется схема стабилизации, необходимая стабильность ΔV_2 легко обеспечивается.

Выводы.

1. При измерениях α - γ -угловых корреляций с разделением α -частиц по энергии лучшим вариантом является использование положительных импульсов с сетки V_4 , особенно, если вместе с линией оказывается возможным регистрировать большую часть "хвоста" от этой линии.
2. При большой нагрузке ($> 10^2 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$) использование импульсов V_4 затруднительно. В этом случае могут быть использованы импульсы V_1 , либо V_3 . При работе с тонкими источниками таким методом можно надежно измерять угловое распределение α -частиц в интервале $0^\circ \leq \theta \leq 75^\circ \div 80^\circ$.

3. Точность всех методов возрастает при $\frac{R}{d} \rightarrow 1$.

В следующей главе приведены результаты измерения α - γ -угловой корреляции при α -распаде Fz^{221} и Ra^{224} .

Г Л А В А 5

ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ.

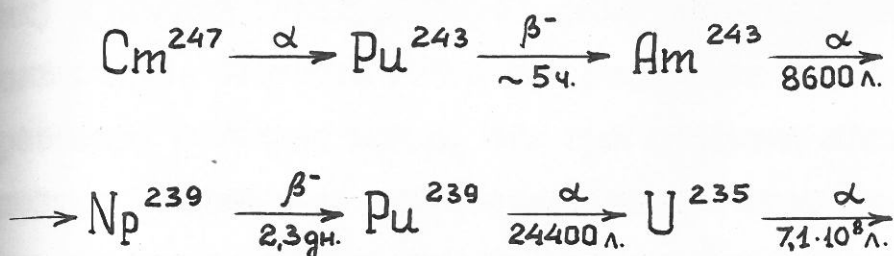
В предыдущей главе уже были приведены результаты измерения энергии α -распада ряда излучателей, а также результаты измерения α -спектра естественной смеси изотопов самария. Ниже приводятся результаты других физических исследований, выполненных с помощью ионизационного α -спектрометра.

§ I. Исследование изотопного состава урана в древних редкоземельных минералах. / 82 /

Ниже излагается метод изотопного анализа, основанный на точном учёте искажений α -спектра в ионизационной камере с электронной коллимацией. Показано, что при исследовании малоинтенсивных образцов урана (0,2 - 1 мг) относительное содержание изотопов U^{235}/U^{238} может быть измерено с погрешностью $1 \div 2 \%$. Проведено исследование изотопного состава урана в редкоземельных минералах (ортит, ксенотим, гадолинит) с целью обнаружения следов возможного существования Cm^{247} в природе.

Как сообщалось в литературе / 83 /, исследование Cm^{247} , полученного в реакторе при облучении плутония, позволило определить для него нижний предел полупериода α -распада, равный $4 \cdot 10^7$ лет. Отсутствие у Cm^{247} других видов распада, кроме спонтанного деления ($T_f \sim 6 \cdot 10^8$ лет), указывает на возможное существование его в природе. По своим геохимическим свойствам кюрий является редкоземельным аналогом, и если он существует в природе, то нахождение его наиболее вероятно в древних редкоземельных минералах. Однако если Cm^{247} существовал в природе и распался за геологический период, то превращаясь в U^{235} по

цепочке



он должен был изменить изотопный состав урана (отношение $\text{U}^{235}/\text{U}^{238}$) особенно, если содержание урана в редкоземельных минералах незначительно.

В настоящей работе был исследован изотопный состав урана в древних редкоземельных минералах, возраст которых порядка геологического возраста Земли. Эти образцы были получены из Минералогического музея АН СССР. Содержание урана в ксенотиме, ортите и гадолините составляло соответственно 0,8 %, 0,1 % и 0,06 %. Выделение урана из минералов и приготовление источников было произведено Ю.А.Сурковым и В.Д.Виленским (ГЕОХИ АН СССР).

Метод измерения.

Относительное содержание изотопов U^{235} и U^{238} в минералах определялось по измерению α -активности этих изотопов на ионизационном α -спектрометре. На рис. 5.1 (пунктирная кривая) показан α -спектр изотопов урана, полученный без использования коллимации. Как видно из рисунка, точное определение содержания U^{235} в данном случае невозможно из-за значительного по величине "хвоста" от линии U^{234} . Качество спектра может быть улучшено применением механического коллиматора. Однако, существующие коллиматоры, во-первых, не обеспечивают достаточного улучшения качества спектра, во-вторых, значительно сокращают скорость счёта, что совершенно недопустимо ввиду малого количества урана в образцах (0,2 - 1 мг). Значительно лучшие результаты получаются при

использовании электронной коллимации. На рис. 5.1 (сплошная кривая) приведен спектр, полученный с использованием временной коллимации. Скорость счёта при этом была уменьшена вдвое. Из сравнения спектров видно, что при введении коллимации качество спектра значительно улучшается, но при этом искажается относительная интенсивность линий, что является недостатком электронной коллимации. Однако оказывается, что это искажение может быть учтено с большой точностью. Для вычисления соответствующей поправки рассмотрим более подробно метод временной коллимации, использованный в данной работе.

Время запаздывания импульса на собирающем электроде по отношению к импульсу на высоковольтном электроде определяется формулой / 21 /:

$$t_{\text{зап.}} = \frac{d - R \cos \theta}{W} \quad (5.1)$$

где: R — пробег α -частицы, W — скорость дрейфа электронов, d — расстояние между высоковольтным электродом и сеткой, θ — угол между направлением вылета α -частицы и перпендикуляром к поверхности электродов.

Распределение числа импульсов по времени запаздывания для двух групп α -частиц показано на рис. 5.2. При этом α -частицы, вылетающие перпендикулярно к поверхности электродов, соответствуют импульсам с минимальным запаздыванием. Метод временной коллимации заключается в том, что регистрируются лишь те импульсы, для которых $t_{\text{зап.}}$ меньше некоторой величины t' . При этом исключаются из регистрации импульсы от α -частиц, вылетающих под малыми углами. Меняя величину t' , можно произвольно изменять степень коллимации.

Определим теперь изменение отношения интенсивности линий при введении коллимации. Степень коллимации удобно характеризо-

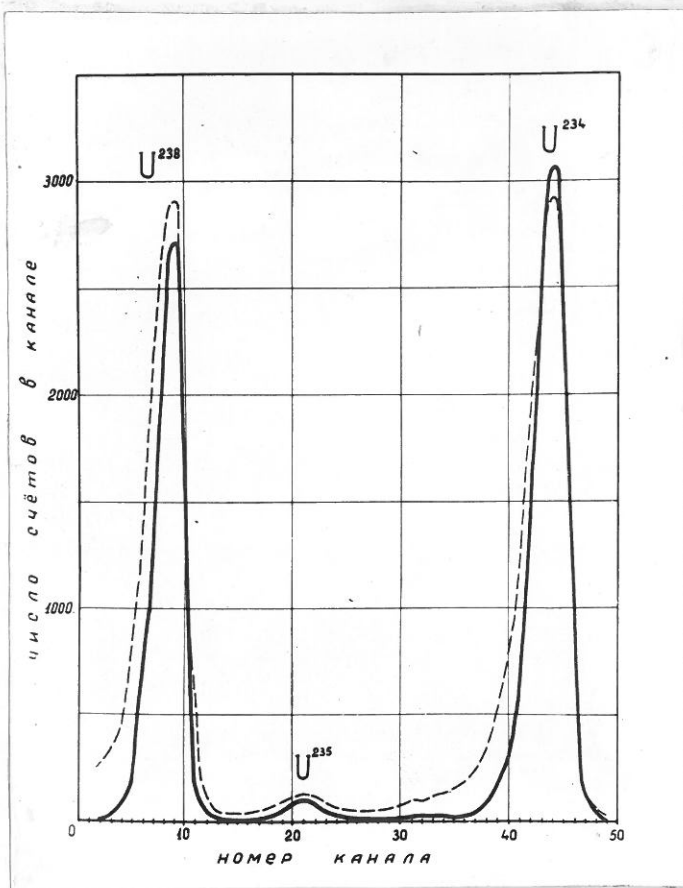


Рис. 5.1.

Альфа-спектр естественной смеси изотопов урана, полученный при измерениях без коллимации /пунктирная кривая/ и с коллимацией /сплошная кривая/.

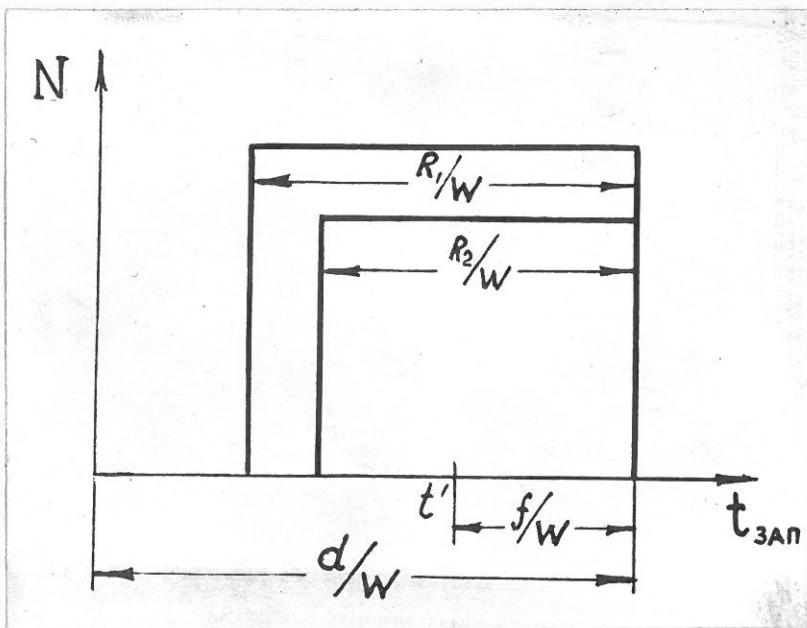


Рис. 5.2.

Теоретическое распределение импульсов по времени запаздывания для двух групп α -частиц, отличающихся по энергии и интенсивности.

вать величиной f , определяемой из соотношения

$$\frac{f}{W} = t_{\text{МАКС.}} - t' \quad (5.2)$$

Тогда очевидно, что доля ρ зарегистрированных импульсов от α -частиц данной линии определится соотношением:

$$\rho = \frac{I}{I_0} = 1 - \frac{f}{R} \quad (5.3)$$

где: I_0 - интенсивность линии до введения коллимации,

I - интенсивность той же линии после введения коллимации.

Из формулы (5.3) видно, что изменение интенсивности линии зависит от пробега (a , следовательно, от энергии) α -частиц.

Пусть мы имеем две линии с интенсивностями I_1^0 и I_2^0 .

В опыте с коллимацией измеряется отношение $\nu = \frac{I_1}{I_2}$.

требуется же определить величину $\nu^0 = \frac{I_1^0}{I_2^0}$.

Используя формулу (5.3), получаем:

$$\nu^0 = \frac{I_1^0}{I_2^0} = \frac{I_1}{I_2} \cdot \frac{1 - \frac{f}{R_2}}{1 - \frac{f}{R_1}} = \nu \cdot A \quad (5.4)$$

где A - поправочный коэффициент.

Если известна степень коллимации (т.е. величина f), то соотношение (5.4) позволяет определить истинное отношение интенсивностей линий I^0 по наблюдаемому I . Следовательно, весь вопрос сводится к тому, с какой точностью можно определить степень коллимации. При исследовании изотопного состава урана удобным и надежным оказался следующий ^{ОПРЕДЕЛЕНИЯ} метод поправочного коэффициента. В данном случае в спектре имеется три линии, причём две из них (U^{234} и U^{238}) достаточно интенсивны, а потому удобны для измерений. Этим можно воспользоваться для определения степени коллимации по изменению отношения интенсивности линий

U^{234} и U^{238} . В дальнейшем все величины, относящиеся к U^{234} , U^{236} и U^{238} отмечены индексами 4, 5, 8. Кроме того, введены

следующие обозначения для отношения интенсивностей линий:

$$\nu_4^0 = \frac{I_8^0}{I_4^0} ; \quad \nu_4 = \frac{I_8}{I_4} ; \quad \nu_5^0 = \frac{I_8^0}{I_5^0} ; \quad \nu_5 = \frac{I_8}{I_5}$$

Для исследуемого отношения интенсивностей линий формулу (5.4) преобразуем следующим образом:

$$\nu_5^0 = \nu_5 \cdot A_5 = \nu_5 \frac{\rho_5}{\rho_8} = \nu_5 \cdot \left(1 + \frac{\rho_5 - \rho_8}{\rho_8}\right) = \nu_5 (1 + P_5) \quad (5.5)$$

где

$$P_5 = \frac{\rho_5 - \rho_8}{\rho_8} = \frac{f}{1 - \frac{f}{R_8}} \left(\frac{1}{R_8} - \frac{1}{R_5} \right) \quad (5.6)$$

Аналогично для линий U^{234} и U^{238} имеем:

$$\nu_4^0 = \nu_4 \cdot A_4 = \nu_4 (1 + P_4) \quad (5.7)$$

где

$$P_4 = \frac{f}{1 - \frac{f}{R_8}} \cdot \left(\frac{1}{R_8} - \frac{1}{R_4} \right) \quad (5.8)$$

Величины ν_4^0 и ν_4 определяются из опыта, что позволяет определить A_4 и, следовательно, P_4 . Далее, используя формулы (5.6) и (5.7), легко установить связь между P_5 и P_4 .

$$P_5 = \frac{\frac{1}{R_8} - \frac{1}{R_5}}{\frac{1}{R_8} - \frac{1}{R_4}} \cdot P_4 = \frac{(R_5 - R_8) \cdot R_4}{(R_4 - R_8) \cdot R_5} \cdot P_4 = \beta \cdot P_4 \quad (5.9)$$

где

$$\beta = \frac{R_5 - R_8}{R_4 - R_8} \cdot \frac{R_4}{R_5} \quad (5.10)$$

Поскольку в (5.10) пробегι входит лишь в виде отношения, то коэффициент β определяется лишь энергией α -частиц и не зависит от таких величин, как давление, температура и т.п.

При определении численного значения коэффициента разность пробегов можно заменить разностью энергий. Отношение $\frac{R_4}{R_5}$, определенное по кривой пробег-энергия / 81 /, равно 1,135.

Для энергий α -частиц приняты следующие значения:

$$E_8 = 4,195 \text{ мэв}, \quad E_4 = 4,767 \text{ мэв}, \quad E_5 = 4,390 \text{ мэв}.$$

Подставляя эти значения в (5.10), получаем $b = 0,39$.

Вместо отношения разностей энергий можно использовать отношение расстояний между линиями в спектре на рис.5.1. Значение коэффициента b в этом случае получается точно такое же. Используя (5.7) и (5.8), определяем поправочный коэффициент A_5 :

$$A_5 = (1 + b p_4) = [1 + b (A_4 - 1)] = [1 + 0,39 (A_4 - 1)] \quad (5.11)$$

Для исследуемого отношения γ_5^0 получаем окончательную формулу:

$$\gamma_5^0 = \gamma_5 \cdot A_5 = \gamma_5 [1 + 0,39 (A_4 - 1)] \quad (5.12)$$

Легко показать, что относительная погрешность δA_5 связана с δb и δA_4 следующим соотношением:

$$\delta A_5 = \frac{\delta b [b (A_4 - 1)] + (\delta A_4) \cdot b A_4}{1 + b (A_4 - 1)} \quad (5.13)$$

При реально используемой степени коллимации $A_4 \approx 1,20$.

В этом случае $\delta A_5 \approx 0,1 \cdot \delta b + 0,5 \cdot \delta A_4$.

Коэффициент b определен с точностью в 5%. Это значит, что часть погрешности δA_5 , обусловленная неточностью определения b не превышает 0,5%.

При этом заметим, что эта погрешность систематическая и «существенна лишь при абсолютных измерениях». В том же случае, когда исследуемый источник сравнивается с эталонным, и оба они исследуются при примерно равной коллимации, эта ошибка уменьшается еще в несколько раз, и ее можно пренебречь.

Тогда $\delta A_5 \approx 0,5 \cdot \delta A_4$

величина δA_4 определяется лишь статистикой и может быть сделана достаточно малой (0,5 - 1 %) в зависимости от требуемой точности.

Из изложенного следует, что для определения поправочного коэффициента A_5 достаточно знать отношение интенсивностей линий U^{234} и U^{238} до и после введения коллимации, т.е. величины γ_4^0 и γ_4 . Для определения отношения γ_4 не нужно проводить дополнительного опыта - оно получается непосредственно из опыта с коллимацией по определению содержания U^{235} . Дополнительным является лишь опыт без коллимации для определения отношения γ_4^0 , на проведение которого затрачивается время, примерно в 5 раз меньшее, чем на основное измерение. То обстоятельство, что поправочный коэффициент A_5 определяется непосредственно из основного опыта, тем более полезно, что при этом оказываются несущественными возможные изменения степени коллимации за время измерения.

Таким образом, искажение отношения интенсивностей линий, вызванное введением электронной коллимации, может быть легко учтено с ошибкой, не превышающей 0,2 - 0,5 %.

Результаты измерений.

Для проверки метода и сходимости результатов измерений было проведено определение отношения U^{235} / U^{238} для образцов урана, выделенного из коммерческого азотно-кислого уранила. Проведенные измерения указывают на хорошую сходимость результатов. В дальнейшем все измерения велись относительно одного образца, принятого за эталон. Определялась величина $q = \frac{\gamma_5^0 \text{ ЭТАЛОН}}{\gamma_5^0 \text{ ОБРАЗЕЦ}}$

Измерения производились следующим образом. Сначала определялось отношение γ_4^0 . Для повышения точности это измерение проводилось с механическим коллиматором с малой степенью коллима-

ции. (Алюминиевый диск толщиной 2 мм с отверстиями диаметром 4мм). После этого производилось основное измерение с электронной коллимацией. Степень коллимации устанавливалась таким образом, чтобы скорость счёта сокращалась примерно вдвое. Из этого опыта определялись отношения γ_4 и γ_5 , после чего γ_5^0 вычислялось по формуле (5.12). Проведенное измерение фона показало, что его можно не принимать во внимание (1 импульс за 10 часов в интервале 100 кэв). Столь малая величина фона достигнута в результате принятия мер, о которых говорилось в § 2 главы 4.

Результаты измерений и вычислений для эталонного и трёх исследуемых образцов приведены в таблицах 1 и 2. На рис. 5.3 приведен α -спектр, полученный с использованием электронной коллимации для эталонного источника (сплошная кривая). Результаты измерений спектров источников № 1, № 2 и № 3 обозначены на том же рисунке крестиками, кружками и треугольниками, соответственно. При этом спектры были совмещены по высоте в максимумы линий U^{235} . Как видно из рис. 5.3 и 5.1, величина "хвоста" от линии U^{234} , хотя и резко сократилась с введением коллимации, все-таки составляет 2-3 % от I^{235} . Но полное подобие исследуемых спектров позволяет утверждать, что этот вклад во всех случаях одинаков с погрешностью не хуже 0,5 %. Имея это в виду, заключаем, что содержание U^{235} в образцах определено с точностью, несколько лучшей 2 %. Как видно из рис. 5.3, в случае образца № 3 наблюдается некоторое уширение линии U^{234} , обусловленное присутствием в образце небольшого количества Th^{230} ($E_\alpha = 4,685 \text{ МэВ}$). При этом, однако, получено даже несколько лучшее разделение изотопов урана, благодаря меньшей толщине слоя источника. Поэтому ошибка в измерении отношения U^{235}/U^{238} и в этом случае не превышает 2 %, причём более вероятно, что приведённое в таблице 2 значение $q = 1,046$ является несколько заниженным.

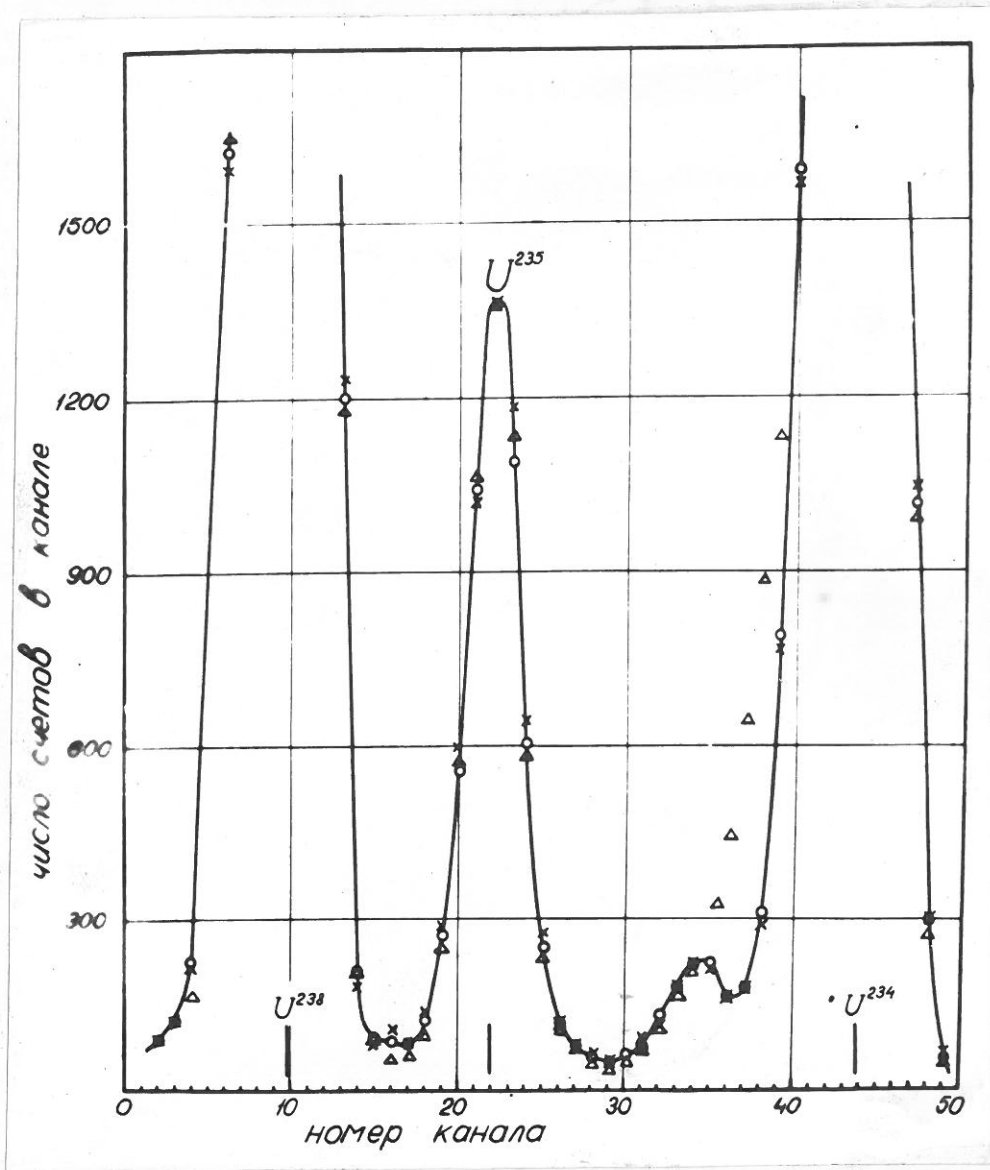


Рис. 5.3.

Альфа-спектры образцов урана: сплошная кривая — эталонный образец; крестики — образец № 1; кружочки — образец № 2; треугольники — образец № 3.

№	Образец	кол-во	Время	I_4	I_8	γ_4
		урана				
		мг	час			
0	уранил-нитрат	1,5	4	118200	118750	1,005
1	ортит	0,65	4,5	42280	41800	0,989
2	ксеротит	0,42	8	47080	47510	1,010
3	гадолинит	0,18	14	40150	37800	0,941

Таблица 2

Измерения с коллимацией.

№	Образец	Время	I_4	I_8	I_5	γ_4	A_4	γ_5	γ_5^0	q
		час	число имп.	число имп.	число имп.					
0	уранил-нитрат	30	514100	408070	18124	0,795	1,264	22,55	24,87	1
1	ортит	20	164660	138080	5864	0,839	1,179	23,55	25,20	0,987
2	ксеротит	30	157880	130590	5706	0,827	1,221	22,89	24,86	1,00
3	гадолинит	70	148310	117670	5310	0,793	1,187	22,16	23,78	1,046

Как видно из табл. 2, у гадолинита наблюдается несколько повышенное изотопное отношение U^{235}/U^{238} ($q = 1,016 \pm 0,02$). Это значит, что уран данного редкоземельного минерала содержит избыток, равный $\sim 0,08\%$ всего урана, принадлежащий U^{235} . Насколько нам известно, до сих пор не удавалось наблюдать увеличенное содержание U^{235} как в рудах нашей планеты, так и в метеоритах. Как указывалось выше, возможным объяснением обнаруженной аномалии в изотопном составе урана может явиться существование кюрита в природе.

Если принять во внимание, что возраст гадолинита $\sim 2 \cdot 10^9$ лет, а период полураспада Cm^{247} составляет $\approx 4 \cdot 10^7$ лет, то можно грубо оценить количество Cm^{247} , которое находилось в исследуемом минерале в период его образования. Для данного образца гадолинита со средним содержанием урана $0,06\%$ получается, что первоначальное содержание в нём Cm^{247} составляло $\geq 10^{-3}\%$.

В заключение отметим, что используемый нами метод, по существу, является методом измерения абсолютной величины отношения U^{235}/U^{238} , хотя в данном случае для большей надежности измеренное отношение U^{238}/U^{235} сравнивалось с эталонным. Поэтому полученные результаты можно использовать для определения постоянной распада U^{235} . Для этого лишь необходимо ввести поправку в полученное значение γ_5^0 , обусловленную влиянием "хвоста" от линии U^{234} (3%), а также учесть относительную интенсивность других α -переходов U^{235} (см. § 2).

В таком случае получаем:

$$\gamma_5^0 = \frac{I_8^0}{I_5^0} = 21,60$$

но

$$\frac{I_8^0}{I_5^0} = \frac{\lambda_{238} \cdot N_{238}}{\lambda_{235} \cdot N_{235}}$$

где N_{238} - число ядер и постоянные распада λ_{238} и λ_{235} , соответственно. Отношение $\frac{N_{238}}{N_{235}}$, полученное из масспектрометрического анализа /84/, равно 138.

Тогда, приняв $\lambda_{238} = 1,538 \cdot 10^{-10} \text{ лет}^{-1} \sqrt{86/}$, получаем

$$\lambda_{235} = 9,87 \cdot 10^{-10} \text{ лет}^{-1}; \quad (T_{1/2})_{235} = 7,01 \cdot 10^9 \text{ лет}.$$

Для сравнения в табл.3 приведены результаты полученные другими авторами.

Таблица 3

	$(T_{1/2})_{235}$ в годах	Метод измерения
Флеминг / 84 /	$(7,13 \pm 0,16) \cdot 10^8$	измерение абсолютной активности U_{235}
Вюргер / 85 /	$(6,84 \pm 0,15) \cdot 10^8$	сравнение с активностью U_{238}
Наши результаты	$(7,01 \pm 0,10) \cdot 10^8$	сравнение с активностью U_{238}

Хорошее совпадение со значением, полученным из измерения абсолютной активности U_{235} свидетельствует о надежности используемого нами метода измерения активности U_{235} .

*/ Результаты работы были доложены на X Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии /Москва, январь 1960 г./.

В прениях по докладу было сообщено об обнаружении увеличенного /~ в 1,5 раза/ содержания U_{235} в сравнительно молодом / < 200 млн лет / минерале - магнетите /В.В.Чердынцев, Е.А.Исабаев и др., Казахский Государственный университет/.

§ 2. Изучение α -распада U^{235} на ионизационном α -спектрометре / 87 /.

Исследование схемы распада U^{235} представляет довольно трудную экспериментальную задачу, поскольку U^{235} является одним из самых долгоживущих α -активных изотопов с периодом полураспада $T = 7 \cdot 10^8$ лет. Первые сведения о тонкой структуре α -спектра U^{235} были получены в 1951 году А. Гиорсо / 67 / с помощью ионизационной камеры. Им были выделены три группы α -частиц с энергией 4,58 мэв (10 %), 4,40 мэв (86 %) и 4,20 мэв (4 %). В 1957 г. Пилгером / 66 / было проведено измерение α -спектра U^{235} на магнитном спектрометре, причём полученные им результаты сильно расходятся с результатами Гиорсо: 4,559 мэв (7 %), 4,520 мэв (3%), 4,32 - 4,37 мэв (группа неразрешенных уровней с интенсивностью 84 %), $4,117 \pm 0,004$ мэв (6%).

Среди результатов работ, посвященных исследованию γ -излучения, сопровождающего α -распад U^{235} , также имеются разногласия. Так, в работе / 88 / наблюдались γ -линии с энергией 289 кэв и 389 кэв. В других работах / 66, 89 / было показано, что в спектре отсутствуют γ -кванты с энергией больше, чем 250 кэв. В работе / 66 / наблюдалась линия 165 кэв, тогда как ни в одной из других работ такой линии не обнаружено. В большинстве полученных γ -спектров имеется линия с энергией 145 кэв. Однако автор работы / 88 /, ссылаясь на проделанные им контрольные измерения, утверждает, что эта линия связана с обратным рассеянием γ -квантов с энергией 185 кэв. В этой же работе было обнаружено γ -излучение с энергией ~ 110 кэв, совпадающее с γ -квантами с энергией 75 кэв. Подобная же группа γ -квантов (109 кэв) наблюдалась и в работе / 65 /, но при этом не было обнаружено

никаких совпадений, связанных с этой группой.

Твердо установленным является наличие в спектре интенсивной (70% на распад) линии с энергией 185 ± 2 кэв, а также факт совпадения этой линии с γ -квантами с энергией 200 ± 10 кэв /66,88/. Поскольку до сих пор не было произведено исследования γ -спектров в совпадении с выделенными группами α -частиц, то существовал довольно большой произвол при размещении γ -линий в схеме распада / 90 /.

Ниже приводятся результаты проведенного нами исследования α -распада U^{235} с помощью ионизационного α -спектрометра, работающего в совпадении с γ -спектрометром. Был измерен α -спектр без совпадений с γ -квантами, а также ряд γ -спектров в совпадении с различными группами α -частиц. Для измерений использовался источник, обогащенный изотопом U^{235} . Однако, наиболее интенсивной линией в спектре была линия U^{234} (98%). Эта линия была использована нами для стабилизации коэффициента усиления усилительного тракта α -спектрометра, а также служила эталоном при измерении энергии α -частиц U^{235} . Была применена также стабилизация коэффициента усиления ФЭУ, причём стабилизирующими служили импульсы от γ -квантов небольшого источника Cs^{137} (50 имп/сек), наклеенного на кристалл. В основных измерениях использовался кристалл $NaJ(Tl)$ - 30-10 мм. Разрешение на линии Cs^{137} составляло около 8%, причём применение стабилизации позволяло сохранить это разрешение практически на любой длительный промежуток времени.

Для улучшения α -спектра была использована электронная коллимация, сократившая скорость счёта в два раза. Число совпадений составляло ~ 4 имп/мин. При столь малой скорости счёта большое значение имело использование двумерного многоканального

анализатора. (При этом γ -спектр регистрировался на 50-канальном анализаторе, α -спектр -- на 28-канальном). Использование двумерного анализатора позволило провести в режиме α - γ -совпадений всего лишь один опыт (100 часов измерений), после чего можно было построить γ -спектры на совпадение с любым α -каналом и, наоборот, α -спектры на совпадение с любой γ -линией. Использование двумерного анализатора не только резко сокращает время измерений, но и повышает надежность результатов, исключая возможные ошибки из-за нестабильности аппаратуры или вследствие изменения условий работы.

На рис. 5.4 приведен α -спектр U^{235} , полученный без совпадений с γ -квантами. Значения энергий выделенных α -групп, их интенсивности, а также коэффициенты запрета приведены в таблице I. При измерении энергии вводилась небольшая поправка (4 кэВ для линии 4,396 мэВ), учитывающая зависимость ионизации от энергии. Погрешность измерения составляет ± 3 кэВ. Линия с энергией 4,486 мэВ, повидимому, принадлежит U^{236} . В источнике, приготовленном из другого материала она не обнаруживается (рис. 5.6). При определении интенсивности линии α_3 была учтена небольшая примесь основной линии U^{238} ($E_\alpha = 4,195$ мэВ). При определении интенсивности α_0 учитывалось наличие α -группы U^{234} ($E_\alpha = 4,594$ мэВ), соответствующей переходу на уровень +4. Кроме того, энергия и интенсивность этой линии были определены из спектра естественной смеси изотопов урана, где содержание U^{235} относительно U^{234} вдвое больше, чем в обогащенном источнике, и где возможна точная экстраполяция хвоста линии U^{234} по аналогии с линией U^{238} .

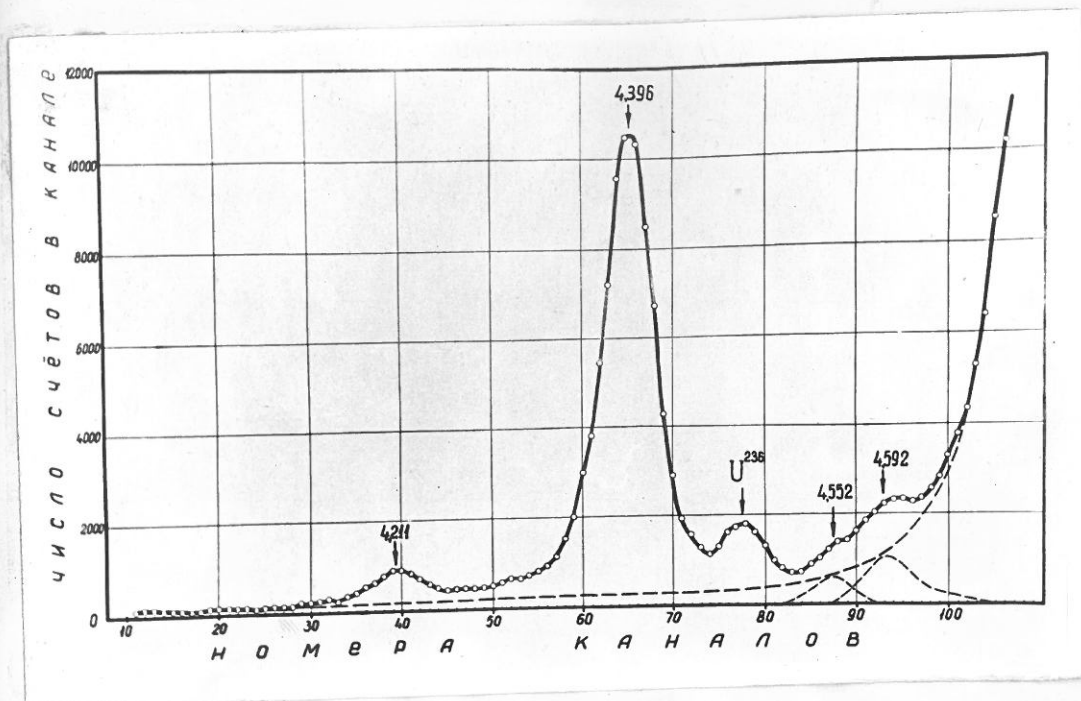


Рис. 5.4.

Альфа-спектр U^{235} без совпадений с γ -квантами.

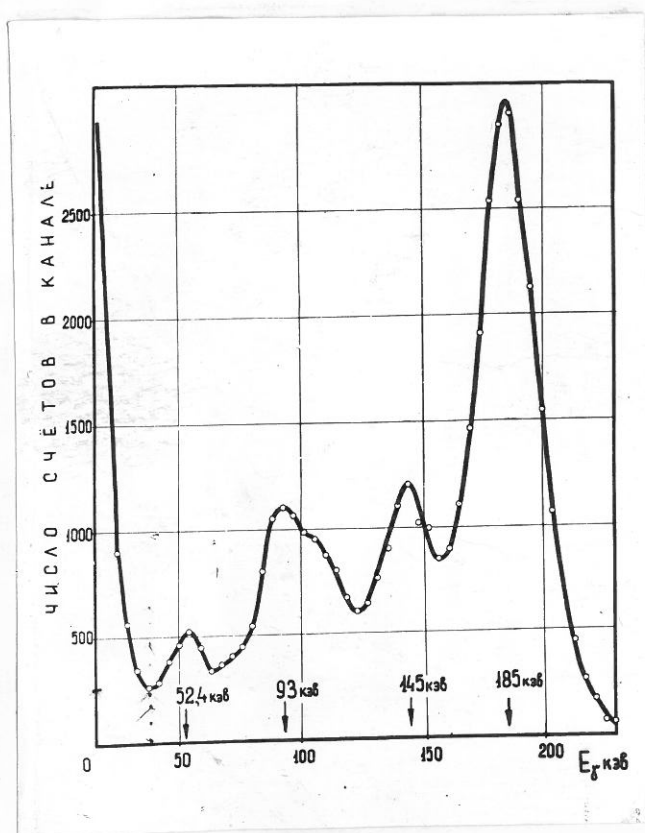


Рис. 5.5.

Гамма-спектр U^{235} в совпадении со всеми группами α -частиц.

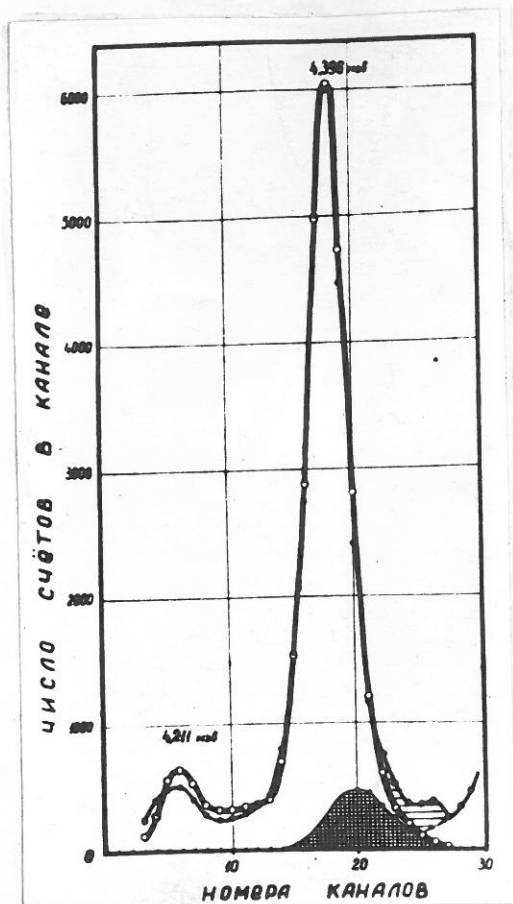


Рис. 5.6.

Альфа-спектр U^{235} . Главная линия - α -спектр на совпадения с γ -квантами без разделения последних по энергии. Дважды заштрихованная площадь - часть линии α_2 , дающая совпадения с γ -квантами с энергией 93 кэВ. Тонкая линия - α -спектр без совпадений. Редкой штриховкой отмечена часть α -спектра, обусловленная смещением части импульсов линии α_2 из-за добавления ионизации от L-электронов и не проявляющаяся при совпадении с γ -квантами /использована для определения КВК на L-оболочке/.

Таблица I

E_{α}	Энергия уровня	Интен- сивность	Кoeffи- циент запрета
Мэв	кэв	%	
4,592	0	6,5	1800
4,552	41	2,5	800
4,396	199	84	4,6
4,211	385	7	1,7

Результаты измерения α -спектра U^{235} находятся в согласи-
и с результатами Гиорсо, хотя последние носят лишь качествен-
ный характер. (Особенно это относится к измерению энергий). При
той разрешающей способности, какой обладал спектрометр Гиорсо,
 α_0 и α_1 , не могли быть разрешены и регистрировались как одна
группа с интенсивностью 9%. Сравнивая же наши результаты с
результатами Пилгера, легко видеть большое различие энергий
 α -групп, особенно для α_3 . Даже если считать значение 4,117 мэв
результатом какого-то недоразумения, энергии остальных групп
отличаются от наших на ~ 30 кэв. Мы относим это расхождение за
счёт не правильной градуировки магнитного спектрометра Пилгера.
Недавно С.А. Баранов и А.Г. Зеленков произвели измерение α -спектра
 U^{235} на новом магнитном спектрометре с большой светосилой /69/.
Им удалось выделить в спектре ряд линий, среди которых имеются
линии с энергией 4,550 мэв (3,5%), 4,394 мэв (70%) и 4,213 мэв
(6%). Значения энергий этих линий с большой точностью совпадают
с нашими результатами.

На рис. 5.7 приведены γ -спектры в совпадении с различными
каналами α -анализатора. Для градуировки γ -спектрометра были

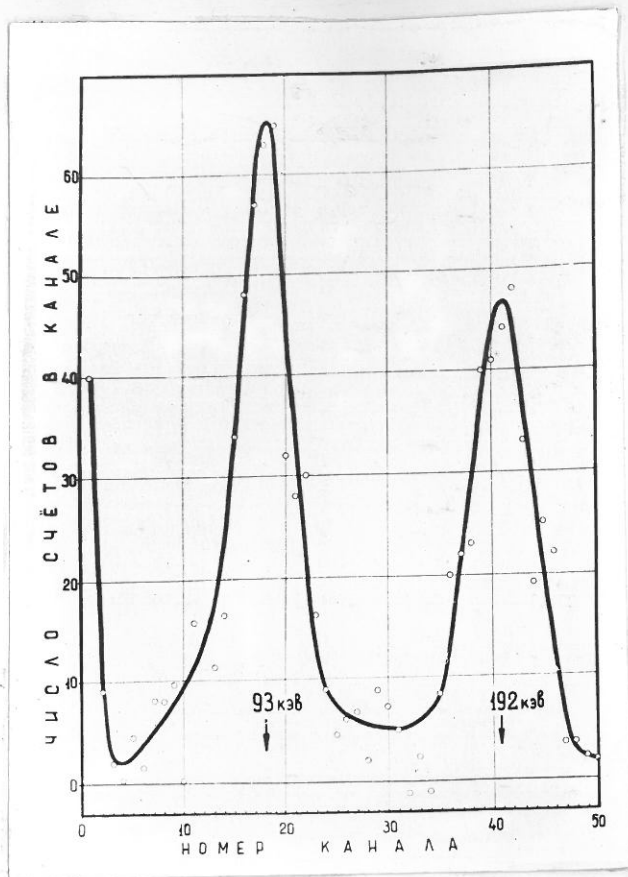


Рис. 5.7-а. Разностный γ -спектр на совпадение с 5 – 7 каналами /см. рис.5.6/.

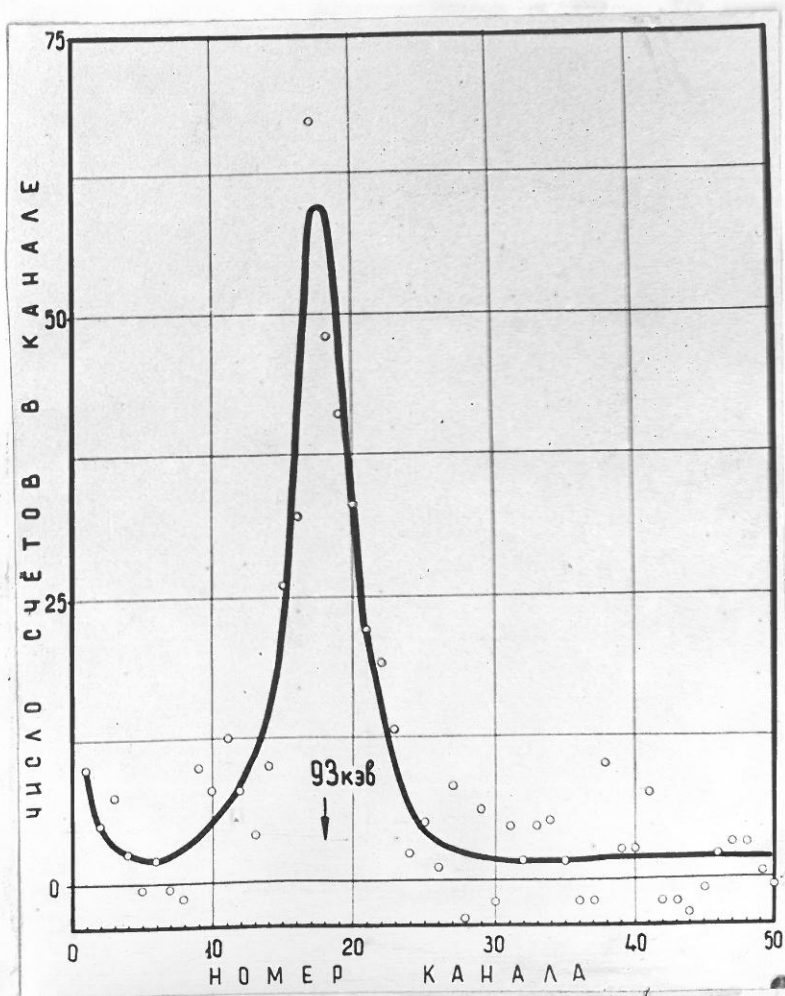


Рис. 5.7-б. Разностный γ -спектр на совпадение с 9 – II каналами.

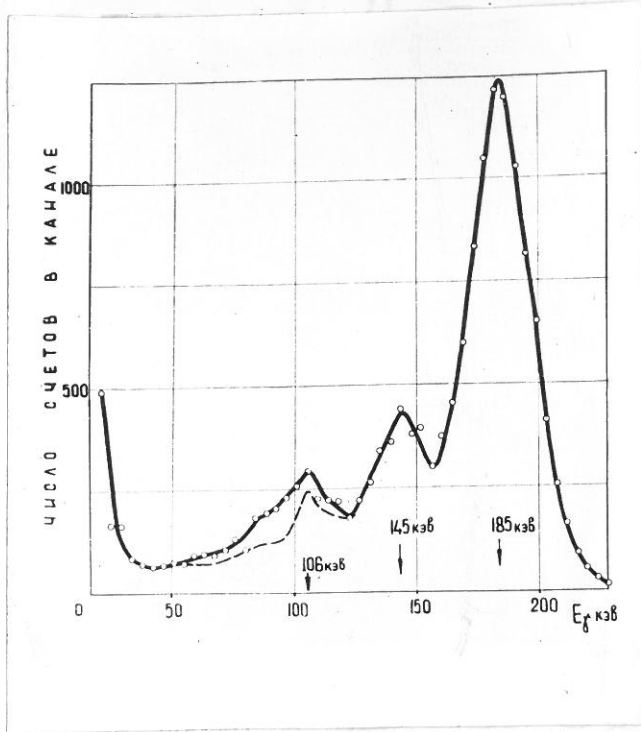


Рис. 5.7-в. Гамма-спектр на совпадение с 17 - 19 каналами.

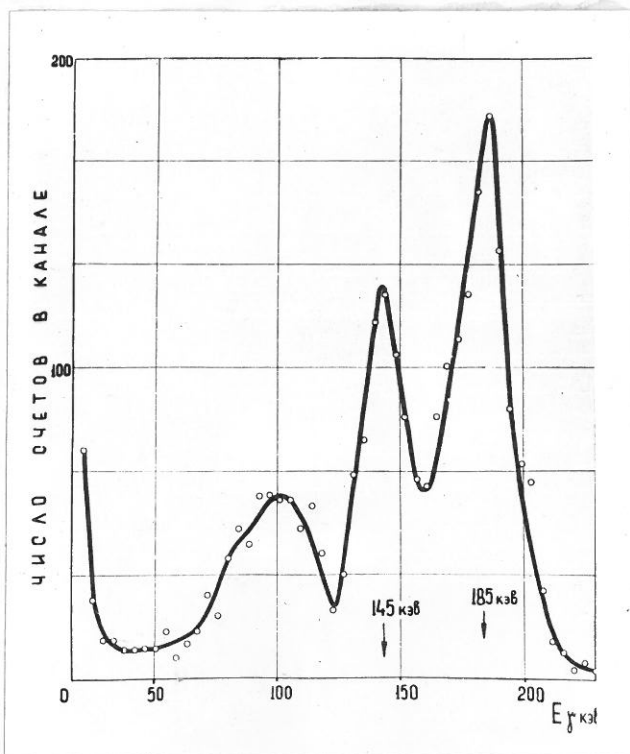


Рис. 5.7-г. Гамма-спектр на совпадение с 20 каналом.

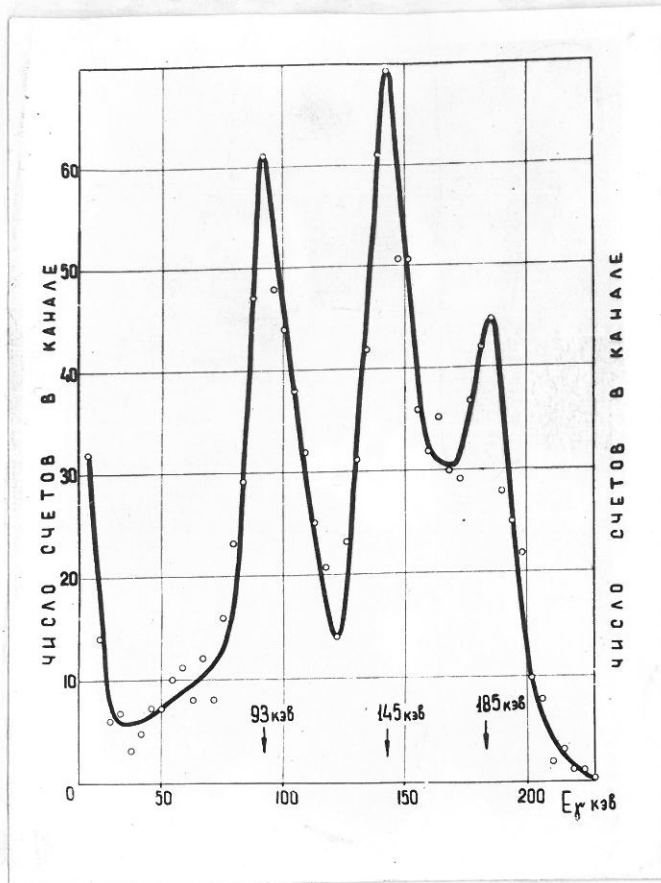


Рис. 5.7-д. Гамма-спектр на совпадение с 21 каналом.

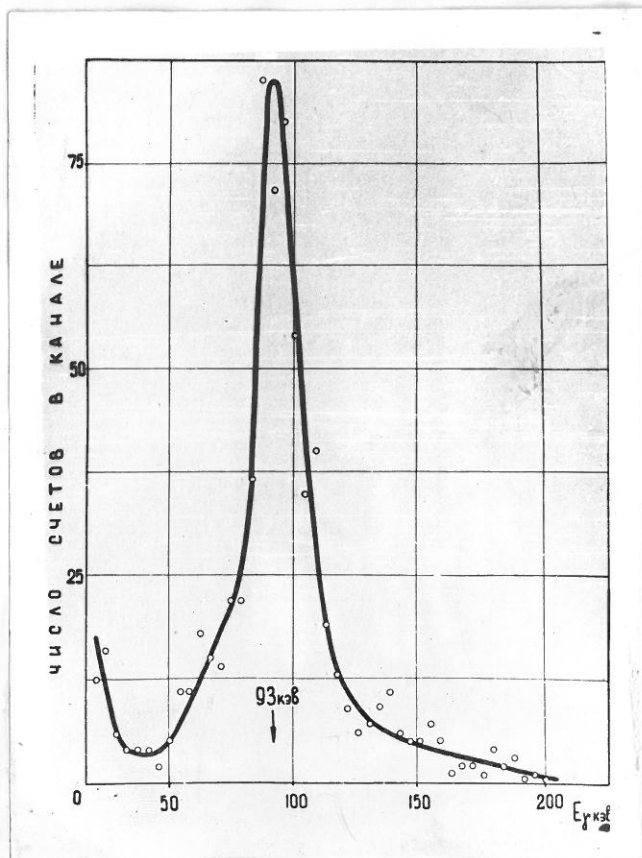


Рис. 5.7-е. Гамма-спектр на совпадение с 22 - 27 каналами.

использованы имеющиеся в спектре линии 52,4 кэв, 93 кэв и 185 кэв. (рис. 5.5; 5.7). Группа α_3 сопровождается каскадом γ -квантов. Однако, зная относительные интенсивности α -группы без совпадений, а также γ -спектр, соответствующий переходу из промежуточного в каскаде состояния (рис. 5.7в), можно было построить разностные спектры. Таким образом, γ -спектры на рис. 5.7а и 5.7б представляют γ -переход из верхнего состояния в промежуточное. Прямые переходы в нижнее состояние отсутствуют. Линия с энергией 93 кэв является рентгеновским К-излучением Th^{231} . Энергия γ -перехода определена равной 192 кэв. Однако, возможно, что на самом деле эта линия состоит из двух, близких по энергии линий. По отношению интенсивностей линий с энергией 93 кэв и 192 кэв определен коэффициент конверсии на К-оболочке перехода 192 кэв. При этом интенсивность линии 93 кэв была удвоена, поскольку половина импульсов от α -частиц, сопровождающихся электронами конверсии, смещается в сторону больших энергий. Определенный таким образом К.В.К. оказался равным $240,5$. Из сравнения с теоретическими значениями коэффициентов конверсии (табл. 2) можно заключить, что данный переход типа III.

Линия α_2 (рис. 5.7в) сопровождается излучением γ -квантов с энергией 185 ± 2 кэв, 145 ± 2 кэв и 106 ± 3 кэв с относительной интенсивностью $82:13,5:4,5$. Сравнение с графиками, представленными на рис. 5.7г и 5.7д, показывает, что излучение с энергией 145 кэв является ядерным, а не результатом рассеяния γ -квантов с большей энергией. Наблюдаемое изменение относительной интенсивности линий связано, повидимому, с тем, что после излучения кванта с энергией 145 кэв ядро остается в возбужденном состоянии, и это возбуждение снимается испусканием конверсионного электрона, что приводит к смещению соответствующей α -линии. Переход же с

энергией 185 кэв идет, очевидно, в основное состояние. γ -линия 106 кэв не может быть комптоновским пиком, так как для энергии 185 кэв максимальная энергия комптоновского электрона равна 75 кэв. С другой стороны, максимальная энергия рассеянного в обратном направлении γ -кванта составляет 110 кэв, что несколько выше наблюдаемого значения 106 кэв. Используемый нами кристалл поглощал 70 % квантов с энергией 185 кэв, поэтому, вообще говоря, рассеяние назад могло иметь место. Было произведено контрольное измерение γ -спектра на совпадение с α_2 с более толстым кристаллом (25 мм), полностью поглощавшим γ -излучение с энергией 185 кэв. Полное подобие полученного при этом спектра и спектра, изображенного на рис. 5.7в, показывает, что γ -линия с энергией 106 кэв не может быть объяснена обратным рассеянием квантов с большей энергией.

Мультипольности γ -переходов 185 кэв, 145 кэв и 106 кэв были определены по измеренным коэффициентам конверсий на К и L-оболочках. Для определения числа распадов, сопровождающихся рентгеновским К-излучением, был построен α -спектр на совпадение с $E_\gamma = 98$ кэв. (Дважды заштрихованная площадь на рис. 5.6). Отсюда суммарный коэффициент конверсии на К-оболочке определен равным $0,10 \pm 0,02$. Для определения верхнего предела суммарного К.В.К. на L-оболочке была использована разность площадей спектров без совпадений и с совпадениями (заштрихованная площадь на рис. 5.6). Для вычисления К.В.К. величина этой площади удваивалась и относилась к общей площади спектра. Значение суммарного К.В.К. на L-оболочке оказалось равным $0,07 \pm 0,05$. Из сравнения полученных значений К.В.К. с теоретическими / 91 / (таблица 2) были определены мультипольности γ -переходов.

Определение проводилось следующим образом:

γ -переход I85 кэв.

Чистые M1 и M2-переходы исключаются сравнением К.В.К. на К-оболочке, переход E2 + M1 исключается по К.В.К. на L-оболочке. Остается E1+M2, причём примесь M2 должна быть меньше 0,5 %.

γ -переход I45 кэв.

Если E2 + M1 имеет место, то примесь M1 должна быть меньше 5 % (исключение по К-оболочке), но в этом случае только за счёт данного излучения было бы 25 L-электронов конверсии на 100 γ -квантов, что более, чем в 2 раза превышает наблюдаемое экспериментальное значение для суммы всех излучений. Таким образом, возможным типом излучения является лишь E1 + M2, причём примесь M2 не превышает 1,5%.

γ -переход I06 кэв.

Относительно этого излучения можно лишь утверждать, что оно не может быть чисто квадрупольным. Действительно, при типе излучения E2 число L-электронов конверсии составило бы 35 % от общего числа γ -квантов (при M2 еще больше), что, как мы уже показали, не может иметь места. Таким образом, в излучении I06 кэв должна быть примесь дипольного излучения, причём если имеет место E1 + M2, то E1 \geq 90 %, в случае же M1 + E2 примесь M1 составляет не менее 70 %. Сделать выбор между этими двумя вариантами на основании наших данных невозможно. Значения энергий наблюдаемых γ -переходов и их мультипольности приведены в таблице 2.

Таблица 2.

К.В.К. на К-оболочке					К.В.К. на L-оболочке					Тип излучения
E1	E2	M1	M2	эксп.	E1	E2	M1	M2	эксп.	
0,089	0,178	2,28	10	0,10±0,020	0,018	0,54	0,55	4,7	0,07±0,010	E1 ≤ 0,5% M2
0,16	0,25	5,7	23		0,036	1,88	1,06	11		E1 + ≤ 1,5% M2
-	-	-	-		0,083	7,68	2,72	41		I
0,07	0,15	2,04	8	2±0,5						M1

Основываясь на данных измерений α и γ -спектров, можно предложить возможный вариант схемы α -распада U^{235} . Согласно схеме Нильссона I41-ый нейтрон должен занимать уровень 5/2 /633/. Это значение и приписывается основному состоянию Th^{231} . Следует отметить, что в этой области ядер во всех случаях, когда удавалось измерить спин и чётность основного состояния, они всегда совпадали с предсказанными по схеме Нильссона. Следующий уровень, повидимому, является ротационным спутником основного уровня. Вычисленные при этом предположении приведенные вероятности переходов с энергией 185 кэВ и 145 кэВ согласуются с экспериментальными значениями. Уровень с энергией 185 кэВ введен в схему ввиду несоответствия энергии γ -излучения расстоянию между группами $\alpha_0 - \alpha_2$ и $\alpha_2 - \alpha_3$, выходящему за пределы экспериментальных ошибок. Значения мультипольностей γ -переходов с этого уровня определяют его характеристики 5/2 - либо 7/2. Оба эти значения допускаются схемой Нильссона. Однако, значение 7/2 - маловероятно, поскольку α -переход на этот уровень не является облегченным (основное состояние U^{235} есть 7/2 -).

Облегченным является переход на уровень 385 кэв, которому и приписывается значение спина $7/2^-$, что также соответствует значению мультипольности γ -переходов с этого уровня. Если наблюдаемая γ -линия 192 кэв действительно состоит из двух линий, то исходя из формы γ -спектра, повидимому, можно утверждать, что эти линии сравнимы по интенсивности и, следовательно, обе они типа M1. Но в таком случае уровень с энергией 199 кэв следует приписать $7/2^-$ и допустить, что он принадлежит к ротационной полосе с $K = 5/2$. Малое расстояние между уровнями этой ротационной полосы (14 ± 5 кэв), возможно, является результатом взаимодействия уровня с энергией 199 кэв ($7/2^-, 5/2^-$) с уровнем 385 кэв ($7/2^-, 7/2^-, -$) / 92 /.

При размещении в схеме γ -перехода с энергией 106 кэв возникают некоторые трудности. Если этот переход идет с уровня 185 кэв, то уровень с энергией 79 кэв не может быть вторым ротационным уровнем нижней полосы, потому что, во-первых, при этом не может быть дипольного перехода, во-вторых, не выполняется правило интервалов энергий, в-третьих, наблюдаемая интенсивность перехода почти на порядок превышает вычисленное для этого случая значение приведенной вероятности перехода. Если же этот переход идет непосредственно с уровня 199 кэв, то непонятным является отсутствие интенсивных переходов с этого же уровня с энергией 200 кэв и 160 кэв. Это заставляет предположить, что переход с энергией 106 кэв идет с уровня 185 кэв, а уровень 79 кэв имеет одночастичную природу. Схема Нильссона допускает наличие одночастичных уровней со следующими характеристиками: $5/2^-$, $3/2^+$, $7/2^-$, $1/2^+$. Поскольку $5/2^-$ и $7/2^-$ уже использованы и поскольку уровень 79 кэв не может иметь спин $1/2$ (γ -излучение 106 кэв - дипольное), то остается приписать ему значение спина $3/2$ и четность $+$.

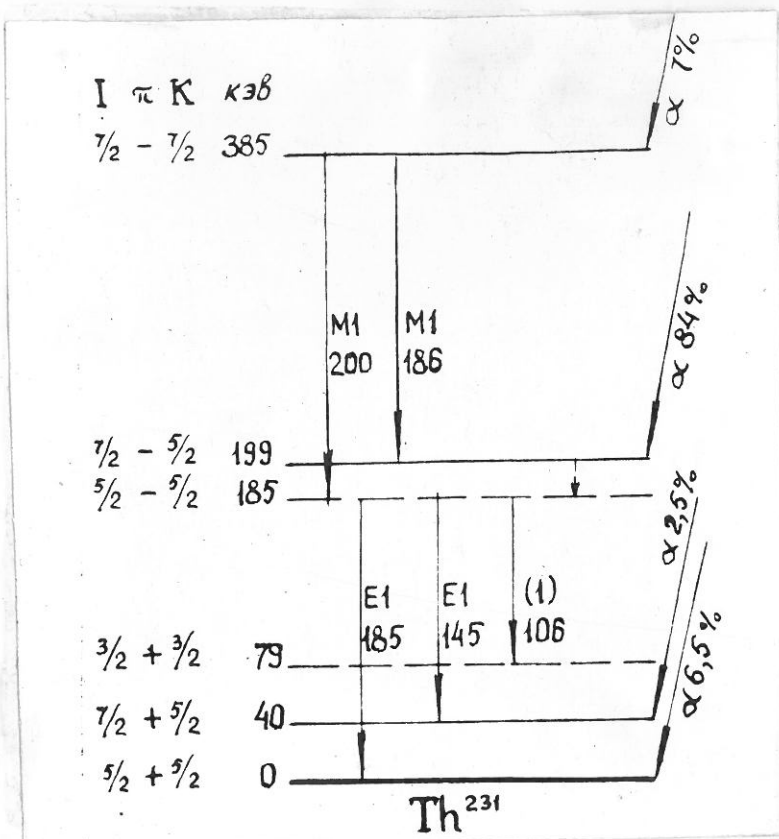


Рис. 5.8.

Схема уровней ядра Th^{231} .

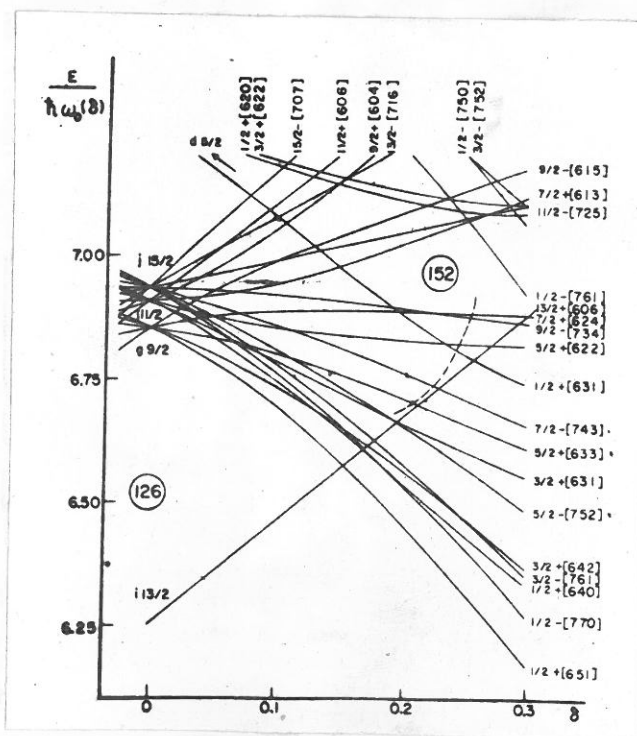


Рис. 5.9.

Диаграмма Нильссона для нейтронов в области $126 \leq N \leq 160$.

Следует, однако, отметить, что проведенная идентификация уровней носит лишь предположительный характер и не является окончательной. Однако можно утверждать, что она не противоречит имеющимся в настоящее время экспериментальным данным.

§ 3. Исследование α -распада U^{234} и U^{238} / 93,94 /.

U^{234}

Энергия и мультипольность γ -излучения, сопровождающего α -распад U^{234} были измерены с помощью спектрометра α - γ -совпадений. В γ -спектре обнаруживаются следующие линии: 15 кэв; 53,5 кэв; 93 кэв; 120 \pm 2 кэв, причём линии с энергией 15 кэв и 93 кэв являются рентгеновским излучением. γ -кванты с энергией 53,5 кэв и 120 кэв соответствуют α -переходам на 1-ый и 2-ой уровни возбуждения Th^{230} . Энергия первого уровня возбуждения Th^{230} определена из магнитного анализа: 53,5 \pm 1 кэв / 95 / . Поэтому при измерении энергий в γ -спектре линия 53,5 кэв была принята в качестве эталонной (наряду с линией 185 кэв, принадлежащей U^{235} . § 2).

Мультипольность излучения 53,5 кэв определялась по отношению $\frac{N_L}{N_\gamma}$, где N_L - число рентгеновских квантов с энергией 15 кэв, N_γ - число γ -квантов с энергией 53,5 кэв. Для измерения этого отношения было произведено два опыта: опыт с минимальным поглощением квантов (кристалл $NaI(Tl)$ с тонкой алюминиевой фольгой в качестве отражателя) и опыт с поглотителем (120 μ Sn). Результаты этих опытов приведены на рис. 5.10 - тонкая (без поглотителя) и жирная линии. Контрольные опыты показали, что излучение 15 кэв не является результатом возбуждения атомов тория в процессе отдачи или результатом возбуждения атомов урана α -частицами, проходящими через слой источника.

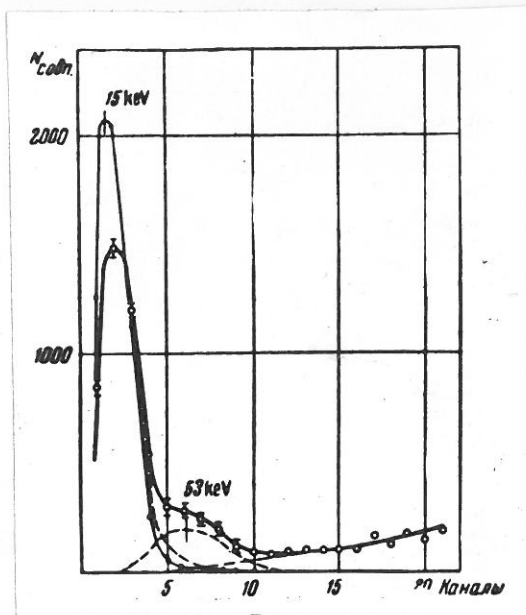


Рис. 5.10.

Определение мультипlicity γ -перехода 53 кэв.

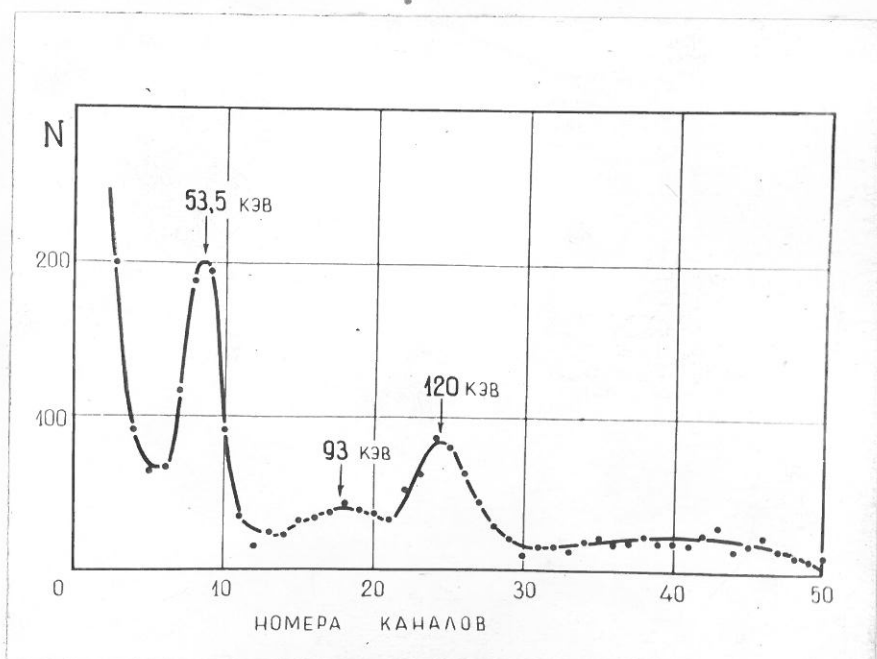


Рис. 5.11.

Гамма-спектр U^{234} .

Сравнение экспериментального значения коэффициента конверсии 130 ± 60 с теоретическими / 91 / проведено в таблице I.

Таблица I

E_γ	α_1	α_2	β_1	β_2	Экспер.	тип излучения
53,5	0,5	170	20	600	130 ± 60	E2

Как следует из табл. I, наблюдаемое излучение с энергией 53,5 кэв - электрическое квадрупольное. Так как момент основного состояния чётно-чётных ядер равен нулю, чётность +, то момент первого возбужденного уровня Th^{230} должен быть равен 2, чётность +.

γ -спектр U^{234} был получен в опыте по исследованию α -распада U^{235} . На рис. 5. II представлен γ -спектр в совпадении с α -частицами, энергия которых больше 4,56 Мэв. Поскольку в данном случае из α -спектра не исключалась основная линия U^{234} , то это привело к некоторому увеличению фона. С учётом поправки на поглощение γ -квантов с энергией 53,5 кэв отношение интенсивностей линий 53,5 кэв; 93 кэв и 120 кэв определено следующим: 1:0,18:0,32, что довольно хорошо совпадает с результатами, приведенными в / 97 /.

Из полученного отношения интенсивностей линий можно определить К.В.К. на K-оболочке для γ -линии 120 кэв: $\frac{N_{93}}{N_{120}} = 0,56$. Сравнение экспериментального значения К.В.К. с теоретическим проведено в табл. 2.

Таблица 2

E_γ	α_1	α_2	β_1	β_2	экспер.
120	0,23	0,25	9	40	0,56

По данным, приведенным в табл.2, нельзя сделать выбор между E1 и E2 (точнее, между E1+ 0,5% M2 и E2+ 2% M1).

Однако можно показать, что 1-ый вариант не может иметь места.

Для этого определим интенсивность α -переходов на 1-ый и 2-ой уровни возбуждения Th^{230} :

$$N_{\alpha_1} = N_{53} (1 + K_{53}^L + K_{53}^M) = N_{53} (1 + 1,3 K_{53}^L)$$

$$N_{\alpha_2} = N_{120} (1 + K_{120}^K + K_{120}^L + K_{120}^M) = N_{120} (1 + K_{120}^K + 1,3 K_{120}^L)$$

Используя $K_{53}^L = 170$ и $K_{120}^K = 0,56$, получаем:

$$\frac{N_{\alpha_2}}{N_{\alpha_1}} = 0,32 \frac{(1,56 + 1,3 K_{120}^L)}{220}$$

Или, поскольку $N_{\alpha_1} = 0,28 N_{\alpha}$, где N_{α} — полная интенсивность α -распада / 95 /:

$$N_{\alpha_2} = 4,1 (1,56 + 1,3 K_{120}^L) \cdot 10^{-4} \cdot N_{\alpha}$$

Если излучение 120 кэв типа E1, то $K_{120}^L \approx 0,1$ и $\frac{N_{\alpha_2}}{N_{\alpha}} = 0,07\%$.

В случае же E2 $K_{120}^L = 4,5$ и $\frac{N_{\alpha_2}}{N_{\alpha}} = 0,31$.

Из опытов по непосредственному определению интенсивности α_2

/ 22,56 / это же отношение определено равным $0,3 \pm 0,1$.

Отсюда заключаем, что излучение с энергией $120,2$ кэв — электрическое квадрупольное. Это означает, повидимому, что уровень с энергией $173,5 \pm 3$ кэв является вторым уровнем возбуждения основной ротационной полосы. В пользу этого утверждения свидетельствуют также следующие факты:

1. Не наблюдается прямого перехода на основной уровень.
2. Расстояние между уровнями соответствует правилу интервалов для ротационной полосы.
3. Относительная интенсивность α_2 , вычисленная по формулам Нобова в предположении о ротационной структуре уровня (0,3%), соответствует экспериментально наблюдаемому.

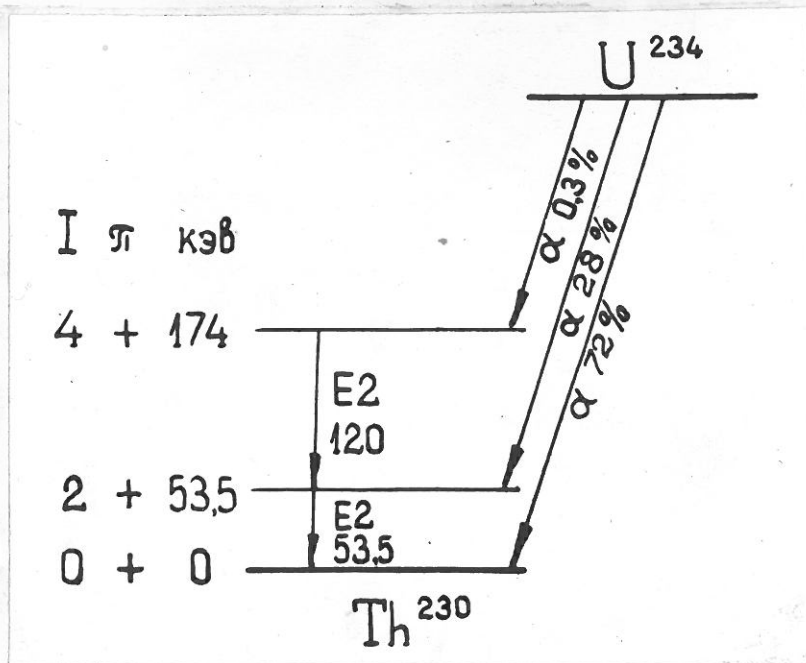


Рис. 5.12.
Схема распада U^{234} .

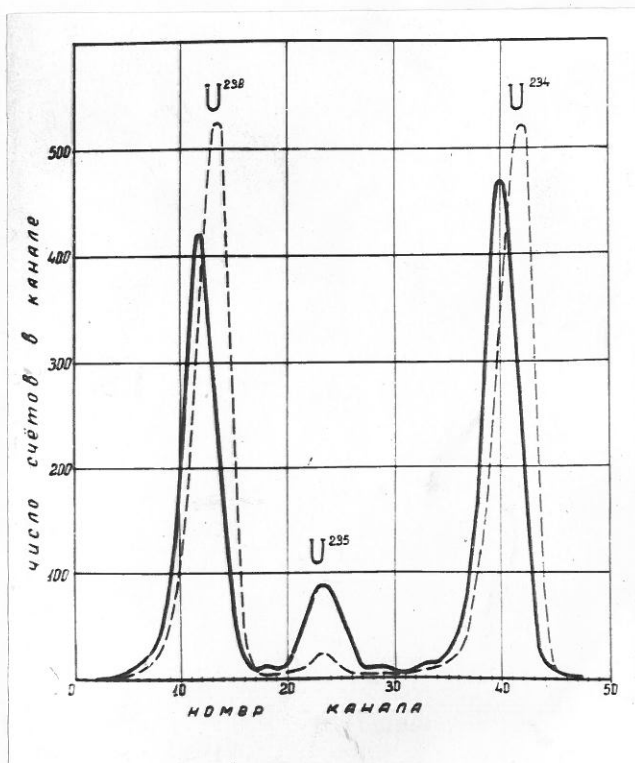


Рис. 5.13.

Альфа-спектр естественной смеси изотопов урана в совпадении с рентгеновским L-излучением. Пунктирная линия — спектр без совпадений.

Схема α -распада U^{234} приведена на рис. 5.12.

Измерение отношения интенсивностей переходов
на первые возбужденные уровни дочерних ядер
при распаде U^{238} и U^{234} .

Основание интенсивностей переходов на первые возбужденные уровни измерялось на спектрометре α - γ -совпадений. При введении совпадений с рентгеновскими L -квантами переходы на основной уровень не регистрируются, что позволяет более надежно определять относительные интенсивности переходов на первые возбужденные уровни. При этом, однако, возникает вопрос: существует некоторая разница (3+5)кэВ поскольку в энергиях первых уровней Th^{234} и Th^{230} , то не приведет ли это к ошибкам при определении относительной интенсивности α -переходов. Приводимый ниже расчет показывает, что при изучении относительной интенсивности α -переходов в различных изотопах одного и того же элемента таких ошибок возникнуть не может.

Легко видеть, что число зарегистрированных в совпадении L -квантов N_c выражается формулой:

$$N_c = N_\alpha \cdot p \left(\frac{N_{L_{II}}}{N_{L_{II}} + N_{L_{III}}} \cdot \rho'' \cdot \mu'' \cdot \Omega'' + \frac{N_{L_{III}}}{N_{L_{II}} + N_{L_{III}}} \cdot \rho''' \cdot \mu''' \cdot \Omega''' \right) \quad (5.14)$$

- здесь: N_α - общее число α -переходов на первый уровень;
 p - коэффициент, определяемый как отношение числа электронов конверсии (на L -оболочке) к общему числу распадов на первый уровень;
 $N_{L_{II}}$ - число электронов конверсии на L_{II} -оболочке (конверсией на L_I -оболочке пренебрегаем ввиду ее малости);
 $N_{L_{III}}$ - число электронов конверсии на L_{III} -оболочке;
 ρ, μ, Ω - коэффициенты, учитывающие уменьшение количества

рентгеновских L -квантов из-за эффекта Оже, поглощения в слое между источником и кристаллом и ограниченности величины телесного угла γ -счётчика, соответственно. Индексы $''$ и $'''$ относятся, соответственно, к L_{II} и L_{III} -оболочкам.

В дальнейшем все величины, относящиеся к U^{238} и U^{234} отмечены индексами (38) и (34). Для отношения интенсивностей переходов из (5.14) получим:

$$\frac{N_{\alpha}^{(38)}}{N_{\alpha}^{(34)}} = \frac{N_c^{(38)} \cdot p^{(38)} \cdot Q^{(38)}}{N_c^{(34)} \cdot p^{(34)} \cdot Q^{(34)}} \quad (5.15)$$

где Q - выражение в скобках из формулы (5.14).

Рассмотрим отношение

$$\frac{Q^{(34)}}{Q^{(38)}} = \frac{\frac{N_{L_{III}}^{(34)}}{N_{L_{II}}^{(34)} + N_{L_{III}}^{(34)}} \frac{\rho''' \mu''' \Omega'''}{\rho'' \mu'' \Omega''} + \frac{N_{L_{II}}^{(34)}}{N_{L_{II}}^{(34)} + N_{L_{III}}^{(34)}}}{\frac{N_{L_{III}}^{(38)}}{N_{L_{II}}^{(38)} + N_{L_{III}}^{(38)}} \frac{\rho''' \mu''' \Omega'''}{\rho'' \mu'' \Omega''} + \frac{N_{L_{II}}^{(38)}}{N_{L_{II}}^{(38)} + N_{L_{III}}^{(38)}}}$$

Используя значения коэффициентов внутренней конверсии на

L -оболочке / 91 /, получаем $\frac{N_{L_{II}}^{(38)}}{N_{L_{III}}^{(38)}} = 1,12$ и $\frac{N_{L_{II}}^{(34)}}{N_{L_{III}}^{(34)}} = 1,15$

(Энергия γ -квантов принята равной 52,5 кэв для U^{234} и 49 кэв для U^{238}). Кроме того, обозначим $\frac{\rho''' \mu''' \Omega'''}{\rho'' \mu'' \Omega''} = q$.

Тогда:

$$\frac{Q^{(34)}}{Q^{(38)}} = \frac{0,535 + 0,465 q}{0,528 + 0,472 q} \quad (5.16)$$

Отношение q может принимать значения только в пределах от

0 до 1. Когда $q = 1$, $\frac{Q^{(34)}}{Q^{(38)}} = 1$. Случай $q = 0$ очень маловероятен, но даже в этом крайнем случае $\frac{Q^{(34)}}{Q^{(38)}} = 1,015$.

Таким образом, можно принять

Теперь обратимся к отношению

$$\frac{p^{(34)} Q^{(34)}}{p^{(38)} Q^{(38)}} = 1,007 \pm 0,007$$

По определению:

$$P = \frac{N_L}{N_\alpha} = \frac{N_L}{N_L + N_M + N_N + N_\gamma} = \frac{1}{1 + \frac{N_M + N_N}{N_L} + \frac{N_\gamma}{N_L}},$$

где N_L , N_M , N_N — количества электронов конверсии, соответственно на L , M и N -оболочках; N_γ — количество γ -квантов.

Величина P определяется отношением $\frac{N_M + N_N}{N_L}$. Отношение $\frac{N_\gamma}{N_L}$ мало, и им можно пренебречь. Из опыта известно [98], что $\frac{N_M + N_N}{N_L}$ не зависит от энергии (в широких пределах изменения энергии), заряда ядра и мультипольности излучения. Так как в нашем случае заряд и мультипольность одни и те же, а энергия изменяется лишь на 3 кэВ, то можно утверждать, что $\frac{N_M + N_N}{N_L}$ одинаково для обоих изотопов с погрешностью, не превышающей 3 ÷ 5%. Тогда $\frac{P^{(34)}}{P^{(38)}} = 1,00 \pm 1,0$.
Окончательно получаем:

$$\frac{N^{(38)}}{N^{(34)}} = (1,007 \pm 0,015) \cdot \frac{N_c^{(38)}}{N_c^{(34)}}$$

На рис. 5.13 приведен α -спектр, снятый в совпадении с рентгеновским излучением (оплошная кривая). Из этой кривой получаем:

$$n_R^{(34)} = 1815 \text{ имп}; \quad n_R^{(38)} = 1640 \text{ имп}.$$

(из линии U^{238} вычтено 30 импульсов, обусловленных распадом U^{235}). Отсюда $\frac{N^{(38)}}{N^{(34)}} = 0,91 \pm 0,04$. По измерениям на магнитном спектрометре интенсивность перехода на первый возбужденный уровень при распаде U^{234} составляет $(28 \pm 1)\%$.

Тогда для интенсивности аналогичного перехода при распаде имеем $(25,5 \pm 1,5)\%$. Интенсивность этого же перехода была определена ранее [99,100] методом регистрации электронов конверсии в толстослойных фотоэмульсиях. Полученное авторами этих работ значение $(23 \pm 3)\%$ несколько отличается от нашего. Однако можно показать, что в этих работах неправильно учитывалось количество

электронов конверсии, обусловленных распадом U^{235} . Этот учёт необходимо было сделать, так как линия U^{235} не отделялась от линии U^{238} . При этом авторы считали, что каждый распад U^{235} сопровождается электроном конверсии. Проведённые в последнее время нами и в других лабораториях исследования α -распада U^{235} (§ 2) показывают, что число электронов конверсии с энергией, лежащей в области энергий электронов конверсии U^{234} , составляет меньше половины от числа распадов U^{235} . С учётом этого результаты работ /99,100/ могут быть приведены к значению $(25 \pm 3) \%$.

§ 4. Измерение α - γ -угловой корреляции при α -распаде Ra^{224} и Fz^{224} .

Метод измерения угловой корреляции был подробно изложен в главе 4 (§ 5 и § 3). Для измерения угловых распределений были использованы импульсы с высоковольтного электрода (V_1). Загрузка в камере составляла 600 - 1200 $\frac{ИМП}{СЕК}$. Используемый источник содержал около десяти α -излучателей, принадлежавших рядум Th^{228} и Th^{229} . Поэтому разделение α -частиц по энергии было совершенно необходимо. Исследуемая α -группа выделялась одноканальным анализатором, причём нижний уровень анализатора устанавливался на 75 кэв ниже максимума линии. Результаты измерения изотропного распределения основной линии Fz^{224} (без совпадений с γ -квантами) приведены на рис. 5.16. Полученные результаты свидетельствуют о хорошей точности в измерении углового распределения α -частиц в области $0^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$.

Для регистрации γ -квантов использовался сцинтилляционный счётчик с кристаллами CaF_2 . γ -спектры, полученные в совпадении с α -частицами Ra^{224} и Fz^{224} приведены на рис. 5.18

и 5.17. Пунктирными вертикальными прямыми ограничена область энергий, выделяемая одноканальным анализатором при измерении α - γ -угловой корреляции.

Стабильность положения максимума γ -линии обеспечивалась системой стабилизации коэффициента усиления ФЭУ. Аналогичная стабилизация была использована и в α -канале. В угловом канале стабилизация не применялась.

Фон случайных совпадений составлял 2 % от полезного счёта при разрешающем времени схемы совпадений $5 \cdot 10^{-7}$ сек. В случае необходимости, это время может быть уменьшено до 10^{-7} сек с 20 % сокращением скорости счёта.

Время измерений в обоих случаях составляло ~ 100 часов, причём через каждые 48 часов камера наполнялась заново. Контроль стабильности работы установки осуществлялся измерением изотропного распределения.

Результаты измерения α - γ -угловых корреляций Ra^{224} и Fr^{221} приведены на рис. 5.16 и 5.17. Экспериментальные угловые распределения были представлены в виде разложений по полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$$

Коэффициенты A_2 и A_4 были определены методом наименьших квадратов. В полученные значения вводилась небольшая поправка на конечность телесного угла γ -счётчика. Результаты приведены в таблице I. Там же приведены теоретические значения A_2 и A_4 для Ra^{224} (переход 0, 2, 0). Как видно из табл. I, экспериментальные данные хорошо совпадают с теоретическими, что указывает на то, что снятие корреляции в данном случае, практически, отсутствует. α - γ -корреляция Ra^{224} была

измерена ранее с помощью спинтронных счётчиков /101/, причём полученные значения коэффициентов ($A_2 \neq 0,534 \pm 0,014$; $A_4 = 1,739 \pm 0,028$) свидетельствовали о снятии корреляции за счёт взаимодействия внешних полей с электрическим квадрупольным моментом ядра (A_2 меньше теоретического). Возможно, что выходящее за пределы экспериментальных ошибок различие в значениях коэффициентов A_2 , полученных в нашей работе и /101/, объясняется разны химическим состоянием источника и различием в материале подложки (Al - в нашем случае, слюда - в /101/). Хотя этот вопрос и требует дальнейшего исследования, тем не менее отмеченное расхождение не может отразиться на однозначности определения спинов уровней (0, 2, 0):

α - γ -угловая корреляция Fz^{221} измерена впервые.

Интерпретация результатов затруднена в виду отсутствия надежных данных о мультипольности γ -перехода и полного отсутствия данных о спинах материнского и дочернего ядер.

Таблица I.

Элемент	A_2		A_4		спины ядер
	Эксперимент		Теория		
Ra^{224}	$0,73 \pm 0,03$	$-1,71 \pm 0,05$	$0,714$	$-1,714$	0, 2, 0
Fz^{221}	$0,098 \pm 0,025$	$-0,071 \pm 0,033$	-	-	-

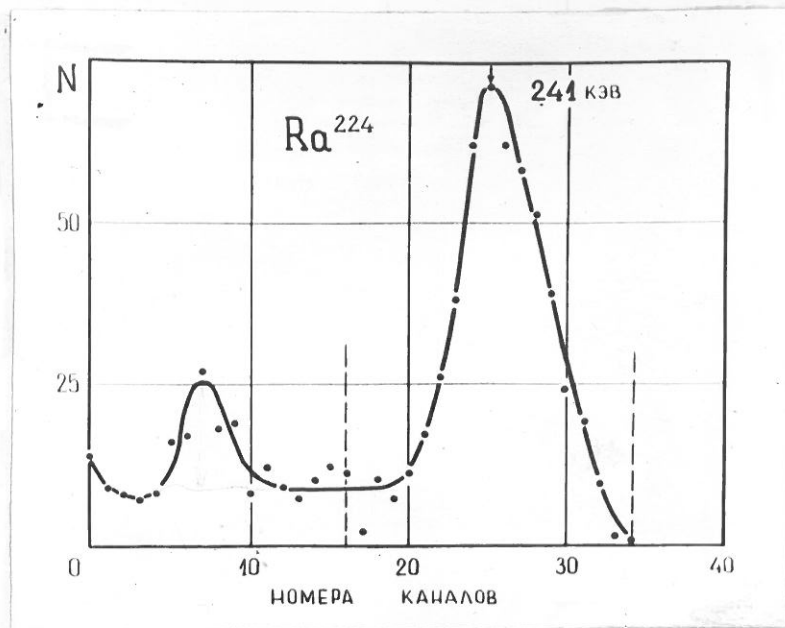


Рис. 5.14.
Гамма-спектр Ra^{224} .

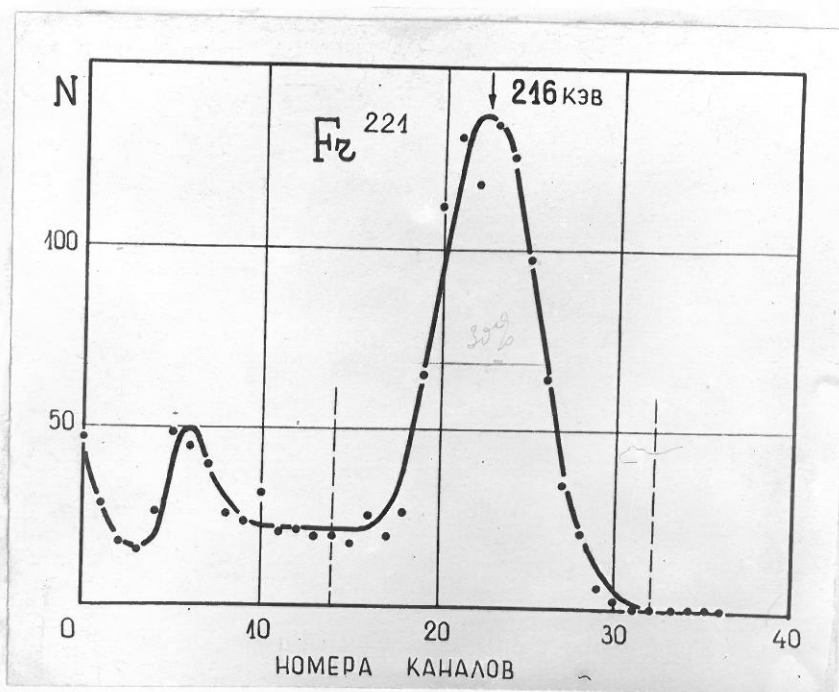


Рис. 5.15.
Гамма-спектр Fr^{221} .

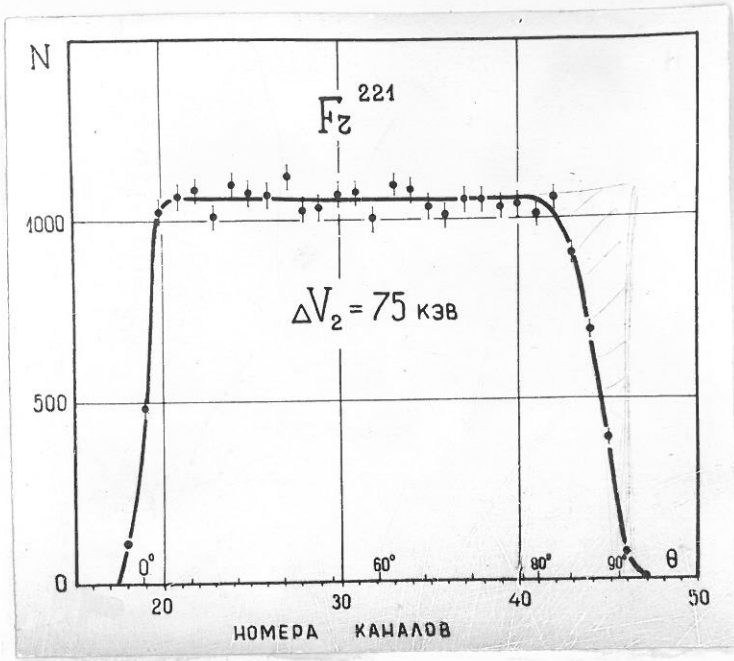


Рис. 5.16.

Амплитудное распределение импульсов с высоковольтного электрода при изотропном угловом распределении α -частиц.

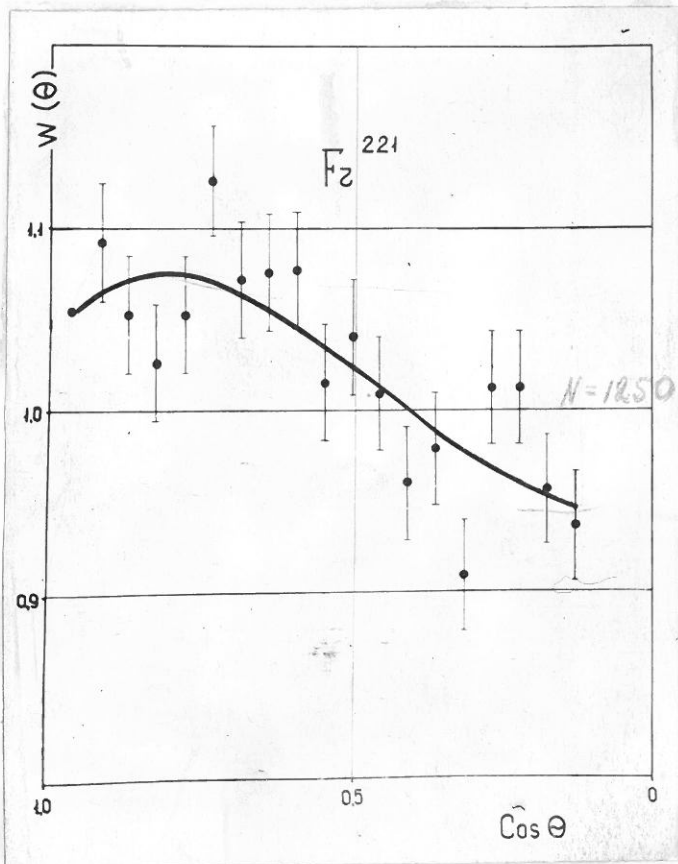


Рис. 5.17.

Функция угловой $\alpha - \gamma$ -корреляции ^{221}Fr .

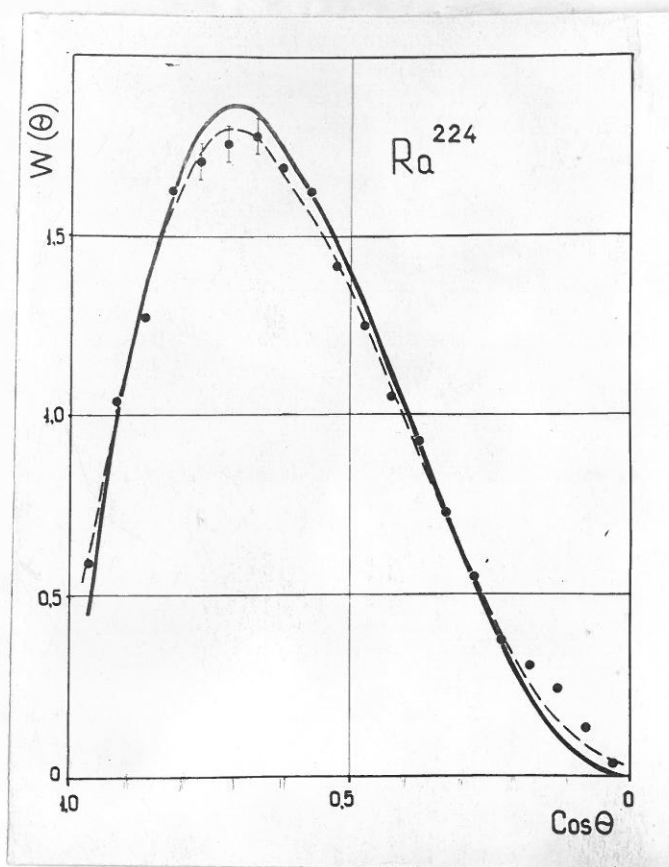


Рис. 5.18.

Функция угловой $\alpha - \gamma$ -корреляции Ra^{224} . Сплошная кривая — теоретическая функция /для случая $0 - 2 - 0$ /; пунктирная кривая — экспериментальная функция, полученная методом наименьших квадратов /без поправки на телесный угол счётчика/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты работы.

I. Разрешающая способность спектрометра.

1) Среднеквадратичная флуктуация радиотехнических шумов в нашем спектрометре составляет 4,7 кэв ($175 e$). Достигнутый уровень шумов в 1,5 - 2 раза ниже, чем в аналогичных установках. Снижение уровня шумов осуществлено за счёт выбора полосы пропускания усилителя, правильного учёта величины сеточных токов, а также за счёт уменьшения ёмкости входа.

2) Снижение уровня шумов, а также устранение влияния на разрешающую способность других факторов позволило увеличить разрешающую способность почти в 2 раза по сравнению с лучшими из существующих ионизационных спектрометров (полуширина α -линии при $E_{\alpha} \approx 6,0$ кэв составляет 17 кэв).

3) Низкий уровень шумов позволил провести измерение величины флуктуации ионизации в аргоне и показать, что при наполнении камеры аргоном предельно достижимым значением полуширины α -линии является 13 - 14 кэв (при $E_{\alpha} = 6,0$ Мэв).

4) Показана возможность уменьшения величины флуктуаций ионизации в смесях благородных газов с некоторыми легкоионизируемыми примесями и доведения предельной полуширины α -линии до 4 - 6 кэв.

5) Применение двукратного дифференцирования позволило устранить влияние микрофонного эффекта и использовать ионизационный спектрометр в условиях повышенного уровня механических колебаний без ухудшения разрешающей способности.

6) Разработана система автоматической стабилизации спектрометра, благодаря которой достигнутая разрешающая способность

не ухудшается в течение сотен часов работы. Точность стабилизации - $0,1 \div 0,03 \%$.

II. Уровень фона.

Благодаря введению различных совпадений удалось почти в 100 раз снизить уровень фона в спектрометре и довести его до $1 \frac{\text{имп}}{\text{час} \cdot \text{Мэв}}$ в интервале энергий $(2 \div 5) \text{Мэв}$ при площади источника 100 см^2 . При таком уровне фона возможна регистрация излучения с $T_{1/2} = 10^{15}$ лет.

III. Увеличение скорости счёта.

Достоинства ионизационного спектрометра не могли быть в полной мере использованы вследствие малой величины допустимой загрузки в камере ($\sim 100 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$). Применение новых способов формирования сигнала, а также разработка схемы блокировки позволили увеличить допустимую загрузку до $10^3 \div 10^4 \frac{\text{имп}}{\text{сек}}$.

IV. Измерение абсолютной величины энергии α -частиц.

1) Разработаны схемы генератора и измерителя импульсов точной амплитуды, позволяющие осуществить точное измерение величины производимой α -частицами ионизации.

2) Измерена зависимость ионизация-энергии и показано, что она не меняется при изменении содержания метана в аргоне.

3) Предложен простой метод определения по форме α -линии смещения линии вследствие поглощения энергии в слое источника.

В результате, абсолютное значение энергии α -частиц может быть измерено с точностью ± 3 кэв.

V. Создан α - γ спектрометр совпадений.

Применение двухмерного многоканального анализатора делает эффективность прибора особенно высокой. Основное назначение прибора: регистрация малоинтенсивных α -переходов, регистрация и определение мультипольности γ -переходов, измерение α - γ угловой корреляции.

VI. Увеличение допустимой загрузки в камере, а также устранение влияния толщины слоя на точность угловых измерений позволили осуществить метод измерения α - γ -угловой корреляции с одновременным разделением α -частиц по энергии.

VII. Предложен метод измерения коэффициента прозрачности сетки. С помощью этого метода произведена проверка результатов расчётов Бунемана.

VIII. Исследованы свойства наполняющей камеру смеси (аргон + метан). Предложен метод определения средней энергии электронов в газе, позволяющий количественно описать поведение свободных электронов в газе. В частности, даны объяснения наблюдаемым закономерностям в эффекте рекомбинации.

IX. Разработан способ точного ($0,2 \div 0,5$ %) учёта искажения относительной интенсивности α -линий при введении электронной коллимации. Это позволило осуществить метод изотопного анализа урановых руд с малым содержанием урана ($0,1 - 1$ мг).

X. Произведен расчёт отрицательных импульсов с сетки.

XI. Произведены следующие физические исследования.

1) Измерена энергия α -распада At^{217} , Fz^{221} , Po^{213} , Sm^{147} , U^{235} , U^{238} .

2) Измерен α -спектр естественной смеси изотопов самария и определен верхний предел содержания Sm^{146} .

3) Произведено измерение содержания U^{235} в древних редкоземельных минералах, причём в одном из них впервые обнаружено повышенное содержание U^{235} , что, возможно, связано с существованием на нашей планете Sm^{247} . Измерена постоянная распада U^{235} .

4) Исследована схема α -распада U^{235} , U^{234} и U^{238} .

5) Измерена α - γ -угловая корреляция Ra^{224} и Fz^{221} .

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность руководителю работы академику АН УССР А.П.Комару, сотрудникам лаборатории В.А.Королёву, М.Ф.Соболевской, Г.Е.Солыкину, С.Н.Николаеву, оказавшим большую помощь в выполнении работы и в обсуждении результатов.

20 декабря 1960 г.
гор. Ленинград.

Л и т е р а т у р а .

1. И.Перлман, Дж.Расмуссен. Альфа-радиоактивность. Изд. III Москва (1959).
2. С.А.Баранов, А.Г.Зеленков. ИТЭ, № 5, 3 (1959).
3. А.Гиорсо. Атомная энергия. 7, № 4, 398 (1959).
Г.Н.Флёров, С.М.Лашканов и др. ДАН СССР 120, I, 73 (1958).
4. G.T.Seaborg and I.I.Katz. The Actinide Elements.
(есть русский перевод, III, 1955).
5. W.Porschen, W.Riezler. Z.Natur.F. IIa, 143 (1956).
6. Л.Л.Гольдин, Г.М.Адельсон-Вельский, А.Л.Бирэгал, А.Д.Лилия,
К.А.Тер-Мартirosян. ИЭТО 35, I, 184 (1958).
Л.Л.Гольдин, Г.М.Новиков, К.А.Тер-Мартirosян. ИЭТО 36, 512
(1959).
7. P.Fröman. Mat.Fys. Skr.Dan. Vid. Selsk. I, 3 (1957)
8. В.Г.Носов. ДАН СССР II2, 3, 414 (1957).
ИЭТО 33, I, 226 (1957)
ИЭТО 37, 3, 886 (1959).
9. В.М.Струтинский. ИЭТО 32, 6, 1412 (1957).
10. I.O.Rasmussen, B.Segal. Phys.Rev. 103, 1298 (1956).
11. D.Strominger, I.M.Hollander, G.T.Seaborg.
Rev. Mod. Phys. 30, N 2, 585 (1958)
12. I.Perlman. Proc.Nat.Acad. Sci.
USA 46, N 4, 461 (1959).
13. G.Bastin-Scoffier and M.R.I.Walen.
I. de Physique et Radium. 19, 527 (1958).
14. С.А.Баранов, А.Г.Зеленков, Г.Я.Щепкин, В.В.Беручко, А.Ф.Малов.
Атомная энергия. 7, 269 (1959).
15. O.R.Frish. Unpublished report BR-49 (см./I6/).
16. O.Buneman, T.E.Cranshaw, I.A.Harvey.
Can. Journ.Res. 27A, 191 (1949).

17. B.G.Harvey, H.G.Jackson, T.A.Eastwood, G.C.Hanna.
Canad. J.Phys. 35, 258 (1957).
18. D.Engelkemeir, L.Magnussen. RSI, 26, 295 (1955).
19. Gatti E., Facchini V, Pellgrini F.
Niel. Instrum. and Methods 4, N 4, 221 (1959).
20. С.А.Баранов, А.Г.Зеленков, Ю.Ф.Родионов.
Изв.АН СССР, серия физическая 21, 7 (1957).
21. Ю.М.Филимонов, Г.А.Петров. Изв.АН СССР серия физическая
20, 1434 (1956).
22. G.Valladas. Ph.D.Thesis. Paris (1955).
23. B.B.Rossi, H.H.Staub. Ionization Chambers and Counters
(1949).
(есть русский перевод III, 1951).
24. D.N.Wilkinson. "Ionisation chambers and counters"
Cambridge (1950).
25. А.А.Воробьев. Дипломная работа. ЛФТИ. 1955.
26. Г.А.Гринберг. Избранные вопросы математической теории
электрических и магнитных явлений. ИАН СССР
651 (1948).
27. Б.А.Бочагов, А.А.Воробьев, А.П.Комар. Изв.АН СССР,
серия физическая 20, 1455, (1956).
28. W.N.English, G.C.Hanna. Can. J.Phys. 31, 768 (1953).
29. А.А.Воробьев, Б.А.Иванов, А.П.Комар, В.А.Королёв.
ЖТФ XXIX, № 10, 1252 (1959).
30. E.A.Milne. Phil. Mag. 47, 209 (1924).
31. F.L.Mohler. Phys. Rev. 31, 187 (1928).
32. "Экспериментальная ядерная физика" под ред.Э.Сегре. ИИЛ
стр.13 (1956).
33. C.E.Melton, G.S.Hurst, T.E.Bortner. Phys.Rev. 96, 643
(1954).
34. G.Bertolini, M.Bettoni, A.Bisi.
Phys. Rev. 92, 1586 (1953).

95. U.Fano. Phys. Rev. 72, 26 (1947).
96. С.Гольдман. "Гармонический анализ, модуляция и шум".
Изд. Ин. лит. стр. 219 (1951).
97. А.М.Бонч-Бруевич. "Применение электронных ламп в эксперимен-
тальной физике". стр. 189, (1956).
98. I.M.W. Milatz, K.I.Keller. Physica IX, 97 (1942).
99. R.Wilson. Phil. Mag. 41, 66 (1950).
40. H.Alfven. Zeit. Physik 99, 24 (1936).
41. W.C.Elmore. Nucleonics. 2(3), 16, (1948).
42. G.Valladas. Onde électrique. XXXIII, 615, (1953).
43. Воробьев А.А., Королёв В.А., Солякин Г.Е. ПТЭ, 2, 95 (1959).
44. Воробьев А.А., Королёв В.А. Изв.АН СССР, серия физическая
№ 9, 1086 (1960).
45. "Электронная лампа как прибор для физических измерений"
ГИИЛ, стр. 49 (1949).
46. А.А.Воробьев, В.А.Королёв, Г.Е.Солякин. ПТЭ, I, 85 (1959).
47. Б.А.Бочагов. Диссертация. ЛФТИ (1956).
48. Hanna G.C., Pontecorvo B., Kirkwood D.H.W.
Phys. Rev. 75, 985 (1949).
49. Stetter G. Zs. F. Physik 120, 639 (1943).
50. А.А.Воробьев, А.П.Комар, В.А.Королёв. ДАН СССР (в печати).
51. Jesse W.P., Sadauskis J. Phys.Rev. 90, 1120 (1953).
52. А.А.Воробьев, А.П.Комар, В.А.Королёв. ДАН СССР (в печати).
53. H.A.Biondi. Phys. Rev. 88, 660 (1952).
54. G.Bertolini, M.Bettoni, A.Bisi.
Nuovo Cim. II, N 5, 458 (1954).
55. А.А.Воробьев, В.А.Королёв, В.А.Киреев, С.Н.Николаев, Г.Е.Солякин
Передовой научно-технический и производственный опыт.
тема № 36, № П-60-5/1 (1960).

56. А.П.Комар, Г.А.Королёв, Г.Е.Кочаров. Изв.АН СССР, серия физическая, 22, 824 (1958).
57. E.S.Fairtey British J.of. Applied Phys.
III, 8, N 3, 101 (1957).
58. T.E.Cranshaw. I.A.Harvey.
Canad J.of Res. 26, 243 (1948).
59. W.P.Jesse, H.Farstat, J.Sadauskis.
Phys. Rev. 77, 782 (1950).
60. Fano U. Phys. Rev. 70, 44 (1946).
61. Gray L.H. Proc.Cambridge. Phil Soc. 40, 72 (1944).
62. G.C.Hanna. Phys. Rev. 80, 534 (1950).
63. А.А.Воробьев, А.П.Комар, В.А.Королёв. ЖЭТФ 39, I(7),70 (1960).
64. F.Hageman, L.I.Katzin, M.H.Studier, G.T.Seaborg, A.Giorso
Phys.Rev. 79, 435 (1950).
65. F.S.Stephens. Thesis.University of California (1955).
66. R.C.Pilger, F.S.Stephens, I.A.Asaro, I.Perman.
Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 2,394(1957)
67. A.Giorso. Phys.Rev. 82, 979, (1951).
68. F.L.Clark, H.I.Spener-Palmer, R.W.Woodward.
I.South. African Chem. Inst.10,2,74 (1957).
69. С.А.Баранов, А.Г.Зеленков, В.М.Кулаков.
Изв.АН СССР серия физическая № 9, 1035 (1960).
70. А.А.Воробьев, А.П.Комар, В.А.Королёв. ЖЭТФ 37, 2(8), 546 (1959).
71. W.P.Jesse. Sadauskis. Phys.Rev.78,I (1950).
72. D.C.Dunlavey, G.T.Seaborg. Phys. Rev. 92, 206 (1953).
73. T.L.Collins, F.M.Rourke, F.A.White.
Phys. Rev. 105, 196 (1957).
74. L.C.Biedenharn, M.E.Rose. Rev.Mod.Phys. 25,729 (1953).

75. D.R.Hamilton Phys.Rev. 58, 122 (1940).
76. G.Goertzel Phys.Rev. 70, 897 (1946).
77. "Бета- и гамма-спектроскопия" под ред. Зигбана К.
ГИФМЛ стр. 519 (1959).
78. В.М.Струтинский. ДАН СССР 104, 524 (1955).
79. Л.А.Кульчицкий. ДАН СССР 73, 1153 (1950).
80. G.Valladas. J.Teillac, P.Falk -Vairant, P.Benoist.
J.Phys. Rad. 16, 125 (1955).
81. "Экспериментальная ядерная физика" под ред. Э.Сегре.
ИИЛ стр. 207 (1955).
82. Ю.А.Сурков, А.А.Воробьев, В.А.Королёв, В.Д.Вилениский.
Атомная энергия (стр. 477, № 12, 1960).
Доложено на X совещании по ядерной спектроскопии. Москва 1960г.
83. H.Diamond, A.M.Friedman, J.E.Gindler, P.R.Fieds.
Phys. Rev. 105, 679 (1957).
84. E.H.Fleming, I.A.Giorso, B.B.Cunningham.
Phys. Rev. 88, 642 (1952).
85. E.Würger, K.P.Meyer. P.Huber. Helv. Phys.Acta XXX, 157
(1957).
86. A.F.Коварик, I. Adams. Phys. Rev. 98, 46 (1955).
87. А.А.Воробьев, А.П.Комар, В.А.Королёв. Изв.АН СССР серия физи-
ческая XXIV № 9, 1092)
(1960).
88. S.A.E.Johansson. Arkiv.Fysik 10, 97 (1956).
89. G.W.Malich. Bull.Am.Phys.Soc.Ser. II I, 43 (1956).
90. "Схемы распада радиоактивных ядер". Б.С.Джелепов, А.К.Лекер.
ИАН СССР (1958).
91. Л.А.Слив, И.М.Банд. "Таблицы к.в.к. γ -излучения".
Изд.АН СССР (1958).
92. K.Kernan. Kgl.danske vid. selsk-kab.
Mat. fys. medd. 30, N 15 (1956).

93. А.А.Воробьев, В.А.Королёв, А.П.Комар, Д.М.Селиверстов.
ЖЭТФ 32, 3, 623 (1957).
94. А.А.Воробьев, А.П.Комар, В.А.Королёв.
ЖЭТФ 37, 5(II), 1456 (1959).
95. А.Г.Зеленков. Диссертация ИАЭ (1960).
96. A.B.Gillespie "Signal, noise and resolution in
nuclear counter amplifiers" London (1953)
97. P.R.Bell, R.C.Davis, I.E.Francis, I.M.Cassidi.
Unclassified report. Oak Ridge Laboratory. (1952)
(см./II/).
98. М.А.Листенгартен. Изв.АН СССР серия физич. XXII, № 7 (1958).
99. I.Teillac, G.Albouy. Comp.Rend. 236, 829 (1952).
100. B.Zajac. Phil. Mag. 43, 264 (1952).
101. J.Milton, I.Fraser. Phys. Rev. 95, 628 (1954).