

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

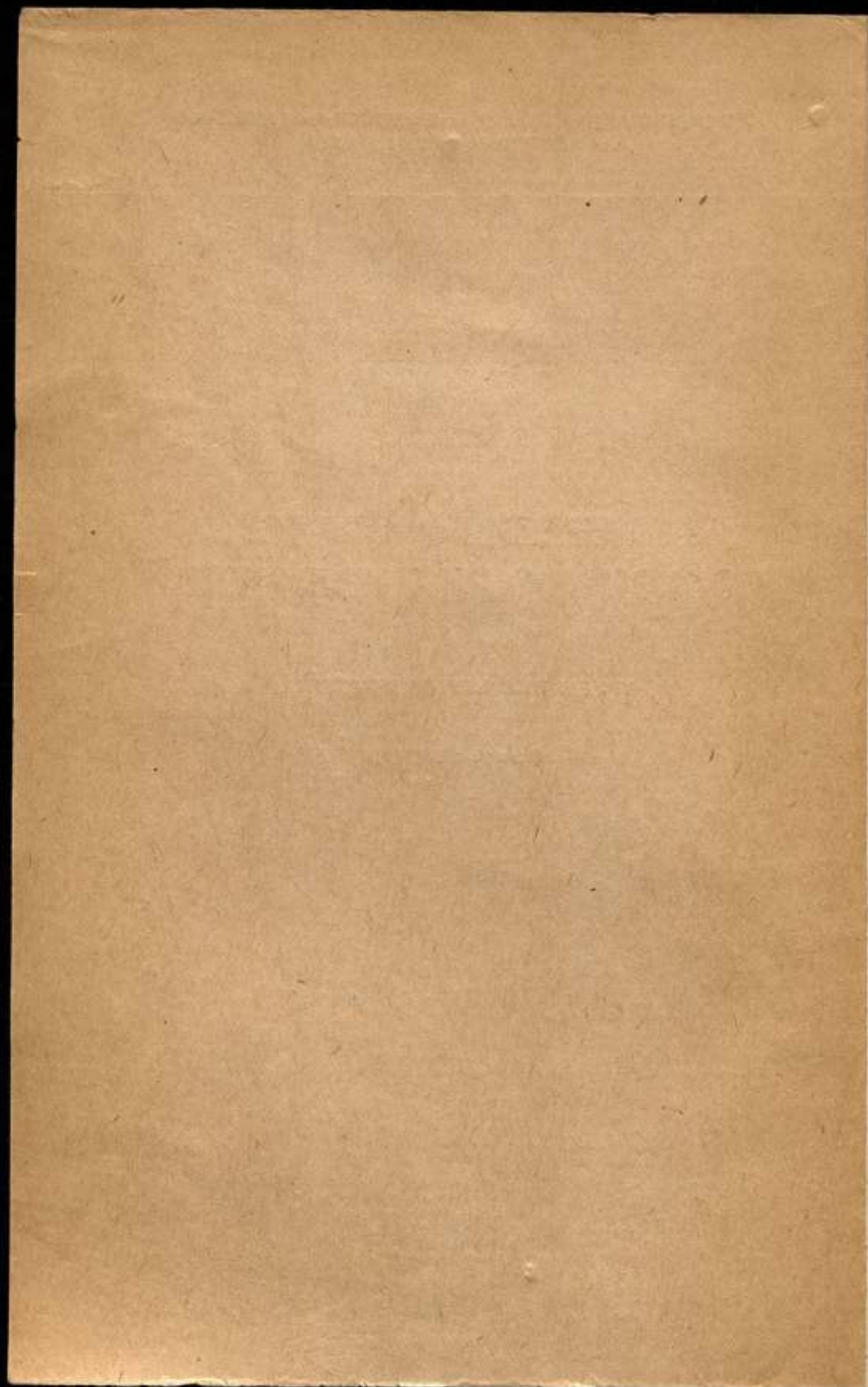
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИЗМЕРЕНИЯ В ОБЛАСТИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

Выпуск 86(146)





КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИЗМЕРЕНИЯ В ОБЛАСТИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

Выпуск 86(146)



ИЗДАТЕЛЬСТВО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ, МЕР
И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
Москва — 1966

ж 137995
5-66731ж

Ответственные редакторы выпуска
канд. физ.-мат. наук *Н. П. ГЛАЗКОВ*
и *В. Г. ЛАБУШКИН*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Г. Д. Бурдун, Л. Н. Брянский, Н. П. Глазков, Н. А. Голенков, А. Л. Дуклер,
М. К. Жоховский, Л. М. Закс, А. В. Кубарев, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский,
В. И. Сачков, В. Д. Фрумкин, Г. К. Ягола.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник является первым полным изданием работ, выполненных в 1964—1965 гг. в лабораториях отдела измерений ионизирующих излучений ВНИИФТРИ.

В первом разделе помещены работы по ядерной радиоэлектронике.

В статье В. П. Антипенкова, Б. В. Артемова, Н. Б. Галиева рассмотрен вопрос об объективной оценке экономической эффективности измерительных приборов при государственных испытаниях. Предлагается в качестве критерия экономической ценности измерительных приборов принять суммарные прямые затраты, произведенные на получение одного результата измерения.

В следующих статьях тех же авторов рассмотрен вопрос поверки пересчетных приборов. Для определения разрешающего времени предлагается метод двух датчиков (вместо двух источников), позволяющий устранить погрешности, связанные с зависимостью коэффициента усиления и уровня дискриминации от загрузки. Предлагается также способ уменьшения просчетов счетных систем с разрешающим временем непродлевающегося типа с помощью линии задержки, включенной на входе счетного прибора. Рассмотрена работа пересчетных устройств в пульсирующем режиме, имеющем место в опытах на циклических ускорителях, импульсных реакторах и при работе с другими пульсирующими источниками излучения. Авторы считают, что определение параметров пересчетного прибора в пульсирующем режиме является одним из важных этапов государственных испытаний.

Наконец, в статье В. И. Албула описывается метод автоматического измерения разрешающей способности сцинтилляционных счетчиков, причем точность измерения не зависит от ширины фотопика. Простота метода и полная автоматизация измерений позволяют сравнительно легко изготовить прибор, который может быть применен на заводе, производящем фотоумножители и сцинтилляторы.

Во втором разделе помещены работы по дозиметрии и спектрометрии ионизирующих излучений.

В статьях Л. С. Рузера, В. Г. Лабушкина, А. П. Ермилова и др. сделана оценка поглощенной дозы при вдыхании дочерних продуктов радона; проведены экспериментальные исследования распределения α -активных аэрозолей по глубине фильтра, предложен способ пригото-

ления короткоживущих спектрометрических источников, а также описана четырехканальная установка для определения содержания в воздухе короткоживущих дочерних продуктов радона. Примененный спектрометрический метод измерения активности позволяет повысить точность измерений на порядок.

В двух статьях Н. П. Глазкова сделан обзор существующих способов спектрометрии быстрых нейтронов по протонам отдачи и отдельно рассмотрен эффект рекомбинации в шаровом He^3 -спектрометре высокого давления. Такой эффект больше в чистом He^3 на 2—3 порядка, чем в других инертных газах.

В последнем разделе помещены три работы И. В. Гордеева, рассматривающие вопросы теории ядерных реакций.

Автором сделан обзор существующих математических методов расчета сечений ядерных реакций и развивается единая теория расчета сечений упругого рассеяния через составное ядро с учетом прямых процессов взаимодействия.

*В. П. АНТИПЕНКОВ, Б. В. АРТЕМОВ,
Н. Б. ГАЛИЕВ*

К ОЦЕНКЕ ЭКОНОМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ПРИ ГОСУДАРСТВЕННЫХ ИСПЫТАНИЯХ

До настоящего времени при разработке приборов и проведении государственных испытаний вопросам экономической эффективности не уделялось должного внимания. Одна из причин этого — отсутствие обобщенных количественных характеристик экономической эффективности, учитывающих в совокупности степень автоматизации процесса измерения, быстродействие, надежность, стоимость ремонта приборов, форму выдаваемой информации с точки зрения удобства ее дальнейшего использования и т. д. В настоящей статье рассматриваются некоторые вопросы, связанные с оценкой экономической эффективности измерительных приборов. В качестве количественной характеристики экономической эффективности предлагается ввести стоимость получения информации о параметре или объекте, которую дает оператору данный прибор.

Повышение надежности и уменьшение стоимости ремонта приборов, широкое внедрение автоматизации процесса измерения, увеличение быстродействия, снижение стоимости приборов и повышение коэффициента их использования являются различными методами решения одной и той же задачи — максимального увеличения экономической эффективности и улучшения качества выпускаемых приборов.

При оценке экономической эффективности приборов необходимо, по нашему мнению, разделить их на две группы:

1. Приборы, предназначенные для сложных и ответственных систем непрерывного использования, служб безопасности и т. п., выход из строя таких приборов наносит большой материальный ущерб или ведет к катастрофическим последствиям;

2. Приборы, используемые для получения информации в каких-либо конкретных условиях (физического эксперимента, технологического процесса и т. д.), которые при необходимости могут быть воспроизведены неоднократно без существенных материальных затрат. К таким приборам относят большую часть приборов, проходящих государственные испытания в институтах и лабораториях Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР.

В статье рассматриваются вопросы, связанные с оценкой экономической эффективности приборов только второй группы; предложения и математические соотношения, содержащиеся в ней, не должны относиться к приборам первой группы.

В качестве количественной характеристики экономической эффективности измерительного прибора предлагается ввести стоимость получения информации, которую дает оператору данный прибор. Например,

экономическая эффективность амплитудного анализатора импульсов будет характеризоваться стоимостью обработки одного импульса по амплитуде; радиометра — стоимостью определения активности одного излучателя некоторой средней активности; вискозиметра — средней стоимостью определения вязкости одной жидкости (в заданных условиях).

Рассмотрим вклад различных составляющих в указанную стоимость получения информации. Для этого обозначим через s — стоимость прибора в руб.; t — срок его службы до морального или физического износа в ч.; t_p — суммарное время, затраченное на ремонт, контрольно-профилактические работы, прогрев, калибровку и т. д.; k — коэффициент использования прибора (по времени)*; m — быстродействие прибора, т. е. количество параметров или объектов, о которых прибор дает необходимую информацию за 1 ч.

Очевидно, стоимость 1 ч работы прибора равна $\frac{s}{k(t-t_p)}$.

Вклад в стоимость информации за счет амортизации прибора составит $\frac{1}{m} \cdot \frac{s}{k(t-t_p)}$,

Составляющая, определяемая степенью автоматизации прибора, равна $\frac{z}{m}$, где z — зарплата обслуживающего персонала (руб/ч).

Надежность и ремонтпригодность прибора могут существенно влиять на стоимость информации. Составляющая, зависящая от этих факторов, равна $\frac{pv}{m}$, где v — частота отказов в 1 ч, а p — средняя стоимость одного ремонта в руб.

Необходимо также учесть амортизацию и стоимость эксплуатации сопряженного (дополнительного) оборудования, связанного с получением интересующей информации. Соответствующая составляющая равна $\frac{v}{m}$, где v — стоимость амортизации и эксплуатации сопряженного оборудования в течение 1 ч.

Форма информации, выдаваемая прибором, и скорость ее вывода, необходимость введения различного рода поправок и ручной обработки результатов измерений для получения окончательных данных могут значительно повысить стоимость информации. Эта составляющая равна $\frac{f}{n}$, где f — стоимость обработки информации в руб/ч, а n — скорость обработки информации в 1 ч.

Таким образом, стоимость информации об одном параметре или объекте определяется соотношением

$$\eta = \frac{1}{m} \left[\frac{s}{k(t-t_p)} + z + pv + v \right] + \frac{f}{n}.$$

Величина η , количественно характеризующая экономическую эффективность измерительного прибора, учитывает в совокупности важнейшие характеристики прибора. Она может быть использована как при общем

* Величина коэффициента k закладывается при разработке прибора и определяется как его эксплуатационными параметрами (время прогрева, время непрерывной работы), так и потенциальными возможностями.

Коэффициент k уточняется в условиях эксплуатации прибора, когда становятся известными объем решаемых задач, степень их согласования с потенциальными возможностями прибора.

сравнении приборов по экономической эффективности, предназначенных для измерения одной и той же величины, так и при сопоставлении отдельных составляющих стоимости информации для нескольких приборов. Такое сравнение позволяет обнаружить существенные недостатки прибора и указать способ их устранения.

Борьба за увеличение экономической эффективности должна вестись с самого начала разработки прибора. Увеличение быстродействия, повышение коэффициента использования прибора путем расширения выполняемых им функций, увеличение срока службы до морального износа за счет применения новых элементов и новых схемных решений, использование различных средств автоматизации процесса измерения, первичная обработка информации самим прибором и т. д. ведут к увеличению экономической эффективности прибора. Однако все это увеличивает стоимость прибора, снижает надежность, увеличивает расходы на ремонт, а это, в свою очередь, уменьшает его экономическую эффективность. Поэтому успешное решение задачи связано с разработкой оптимальной конструкции прибора.

В настоящее время из различных способов увеличения экономической эффективности наибольшее внимание уделяется надежности приборов. Более внимательное изучение вопроса приводит к следующему заключению: не только надежность, а для большой группы приборов и быстродействие, степень автоматизации и т. д. определяют экономическую эффективность и качество прибора. Как ни парадоксально, уменьшение надежности (как следствие увеличения универсальности, быстродействия, автоматизации) может привести к существенному повышению качества измерительных приборов (экономической эффективности). В то же время уменьшение надежности прибора не должно сопровождаться уменьшением достоверности результатов измерения. Для этого необходимо более широко применять различного рода контрольные режимы, тест-программы и т. д., позволяющие своевременно обнаружить выход прибора из строя или предупредить оператора о критических изменениях параметров, которые могут привести к недопустимой погрешности результатов измерений. Разумеется, собственно система контроля должна иметь достаточно высокую надежность.

Именно этот способ увеличения достоверности результатов применяется в современных вычислительных машинах, где контроль правильности работы производится в процессе выполнения вычислений. При этом могут быть использованы два вида контроля: аппаратный и программный.

Простейшей формой программного контроля является двойной счет. В этом случае программа решения задачи разбивается на отдельные части, каждая из которых решается дважды. Результаты двух последовательных решений одной и той же части сравниваются. Если они совпадают — решается следующая часть программы. При расхождении результатов машина прекращает работу, сигнализируя об ошибке. Аппаратный контроль включает контроль правильности выполнения каждой арифметической операции. Это достигается использованием специальных кодов и дополнительного относительно несложного оборудования. В настоящее время наибольший упор делается именно на такой контроль, так как он позволяет обнаружить неисправный блок. Опыт разработки и эксплуатации вычислительных машин, больших измерительных комплексов и некоторых достаточно простых приборов подтверждает плодотворность этой тенденции в приборостроении.

Приведем в качестве примера сравнение экономической эффективности одноканального (неавтоматического, 100 уровней дискриминации) и многоканального (100 каналов) амплитудных анализаторов. Разумеется, сравнение это справедливо только для тех условий работы приборов,

где могут применяться как одноканальный, так и многоканальный анализаторы.

Исходные данные, составленные на основе опыта эксплуатации и государственных испытаний анализаторов во ВНИИФТРИ, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметр или характеристика прибора	Для одноканального анализатора	Для многоканального анализатора
Стоимость, руб.	1000	5000
Коэффициент использования	1,0	0,5
Расходы, связанные с обслуживанием прибора в процессе измерения, руб/ч	1,0	0,1
Стоимость 1 ч эксплуатации и амортизации сопряженного оборудования, руб/ч	1,0	1,0
Частота отказов, 1 ч	1/400	1/40
Средняя стоимость одного ремонта, руб.	2	8
Быстродействие, имп/ч	$3,6 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^6$
Скорость обработки информации, имп/ч (при общем наборе 10^6 имп.)	$5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
Стоимость обработки информации, руб/ч	1,0	1,0
Срок материальной жизни, час	5000	5000

Анализаторы используются для решения наиболее распространенной задачи — определения энергетического состава исследуемого излучения при загрузке по входу порядка 10^3 имп/сек при условии, что многоканальный анализатор выводит информацию в виде гистограммы на самописец за 3 мин (для одноканального анализатора необходимо обычное построение спектра, т. е. 10—12 мин).

Величины различных составляющих стоимости информации даны в табл. 2.

Таблица 2

Составляющие стоимости информации	Для одноканального анализатора	Для многоканального анализатора
Определяемая коэффициентом использования и быстродействием прибора	$55 \cdot 10^{-7}$	$5,5 \cdot 10^{-7}$
Определяемая степенью автоматизации процесса измерения и быстродействием оборудования	$280 \cdot 10^{-7}$	$0,28 \cdot 10^{-7}$
Определяемая надежностью, ремонтно-пригодностью и быстродействием	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$0,55 \cdot 10^{-7}$
Стоимость эксплуатации и амортизации сопряженного оборудования, а также составляющая, определяемая быстродействием оборудования	$280 \cdot 10^{-7}$	$0,28 \cdot 10^{-7}$
Стоимость и скорость обработки информации	$20 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$
Суммарная стоимость обработки анализатором одного импульса	$636 \cdot 10^{-7}$	$11,6 \cdot 10^{-7}$

Из табл. 2 можно сделать следующие выводы:

1. Если стоимость многоканального анализатора в пять раз выше одноканального, коэффициент использования первого анализатора вдвое меньше второго, надежность ниже в десять раз, а стоимость ремонта в четыре раза больше, то стоимость обработки многоканальным анализатором одного импульса примерно в 60 раз меньше, чем одноканальным.

2. Несмотря на наличие автоматического вывода информации многоканальным анализатором на самописец, стоимость ее обработки составляет почти половину суммарной стоимости прибора, следовательно, для увеличения экономической эффективности анализатора необходимо разработать быстродействующее выводное устройство.

3. Вероятность отказа измерительного прибора (набор 10^5 импульсов) при работе с многоканальным анализатором в три раза меньше, чем у более надежного одноканального.

Таким образом, широко распространенное мнение о том, что основным преимуществом одноканального анализатора является его меньшая стоимость, является ошибочным, поскольку фактически для большинства задач многоканальный анализатор в десятки раз дешевле одноканального.

Приведенный пример показывает, что оценка экономической эффективности приборов позволяет не только более объективно сравнивать различные приборы, но и указывать существенные недостатки и способы их устранения.

В связи с этим при проведении государственных испытаний экономическая эффективность должна рассматриваться, наряду с основными измерительными параметрами, как одна из важнейших характеристик прибора. По нашему мнению, необходимо внести соответствующие изменения в правила проведения государственных испытаний. Например, в отчеты о разработке и эскизно-технические проекты необходимо включать раздел, в котором приводился бы расчет экономической эффективности прибора и сравнение его по этому параметру с ранее разработанными. Такие требования при государственных испытаниях должны привести к существенному улучшению качества выпускаемых и вновь разрабатываемых приборов.

Статья поступила 30 мая 1965 г.

*В. П. АНТИПЕНКОВ, Б. В. АРТЕМОВ,
Н. Б. ГАЛИЕВ, А. И. ЦЫГАНОВ*

ОБ АМПЛИТУДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ СЧЕТНЫХ СИСТЕМ

Описывается метод определения чувствительности пересчетных устройств, не требующий применения генератора импульсов точной амплитуды. Преимуществом предлагаемого метода является то, что измерение чувствительности производят в условиях работы пересчетного прибора (при регистрации статистически распределенных во времени импульсов). Приводятся результаты исследования влияния условий работы (температуры, напряжения сети, закона распределения и средней интенсивности входных импульсов) на общую чувствительность и погрешности счета системы «дискриминатор—пересчетная схема».

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЕРЕСЧЕТНЫХ УСТРОЙСТВ

Минимальная амплитуда входных импульсов, которые может регистрировать пересчетный прибор, является одним из основных его параметров. В то время как разрешающее время определяет погрешности прибора при относительно больших нагрузках, погрешность, связанная с чувствительностью, может иметь место при любой интенсивности входных импульсов.

В большинстве пересчетных устройств на входе имеется собственная пороговая схема (интегральный дискриминатор обычного типа, дискриминатор Шмидта и т. п.). Во многих экспериментах это освобождает от применения специального дискриминатора перед пересчетным прибором. При проведении испытаний необходимо определять не только чувствительность прибора, но и его стабильность, поскольку изменение уровня дискриминации порогового устройства может привести к дополнительным погрешностям счета, особенно при экспериментах без внешнего дискриминатора.

Используемый в настоящее время метод определения чувствительности требует применения генератора импульсов точной амплитуды с наиболее близкой имитацией формы импульсов от детекторов излучения. Требования к работе генератора импульсов точной амплитуды сложны, поэтому применение специальной аппаратуры, определяющей чувствительность пересчетных устройств, осложняет работу экспериментаторов. Ниже описывается способ определения чувствительности пересчетных приборов, а также ее зависимости от изменения напряжения сети, температуры окружающей среды и других факторов.

Блок-схема аппаратуры для измерения чувствительности пересчетных устройств изображена на рис. 1.

Установка состоит из датчика 1 для регистрации ионизирующих излучений, усилителя импульсов 2, интегрального дискриминатора 3, двух пересчетных приборов 4 и 5 (один из них — исследуемый), аттенюатора 6 и высоковольтного выпрямителя 7.

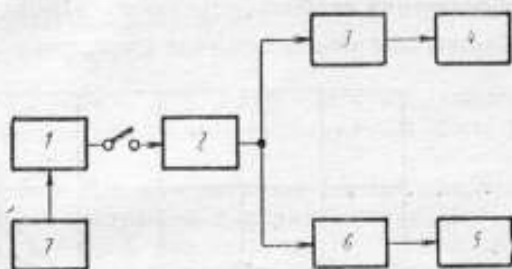


Рис. 1. Блок-схема аппаратуры для измерения чувствительности пересчетных устройств.

При помощи интегрального дискриминатора и контрольного пересчетного прибора снимается интегральный спектр импульсов, подаваемых через калиброванный аттенюатор на вход исследуемого пересчетного прибора.

Выбирая ослабления аттенюатора на исследуемом пересчетном устройстве, устанавливают такой счет, который соответствует участку интегрального спектра с наибольшей крутизной. Точность измерения чувствительности определяет необходимую крутизну интегрального спектра.

Чувствительность исследуемого пересчетного устройства определяют с помощью снятого интегрального спектра по сосчитанному этим прибором числу импульсов, затем находят, какому уровню дискриминации соответствует чувствительность (порог входного устройства) исследуемого пересчетного прибора и, если интегральный дискриминатор калиброван в вольтах, чувствительность пересчетного устройства определяют также в вольтах (с учетом ослабления калиброванного аттенюатора).

Этот метод особенно удобен для исследования стабильности чувствительности, которая может зависеть от различных факторов. Например, при изменении температуры окружающей среды от 10 до 35°C чувствительность $\left(\frac{\Delta v}{v}\right)$ пересчетного прибора ПС-20 изменяется более чем на 20%, а чувствительность пересчетного прибора ПСТ-100 — на 22% (рис. 2).

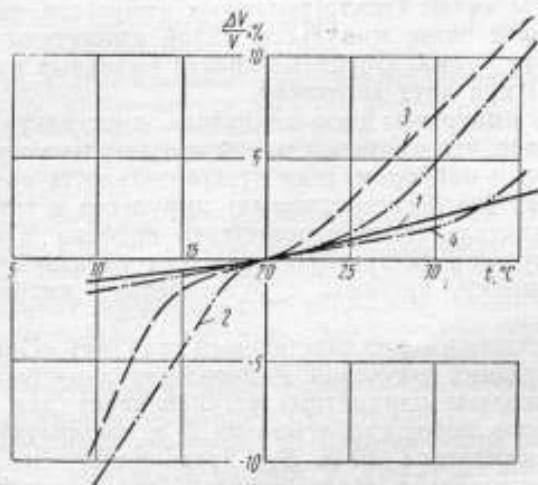


Рис. 2. Зависимость чувствительности пересчетных приборов от температуры: 1 — для пересчетного прибора ПС-10000; 2 — для пересчетного прибора ПСТ-100; 3 — для пересчетного прибора ПС-20; 4 — для пересчетного прибора ПП-6.

При изменении напряжения сети на $\pm 10\%$ (рис. 3) изменение чувствительности прибора ПС-10000 составляет около 25%, а прибора ПСТ-100 — около 6,5%. При этих измерениях принимались меры для обеспечения стабильности контрольного канала.

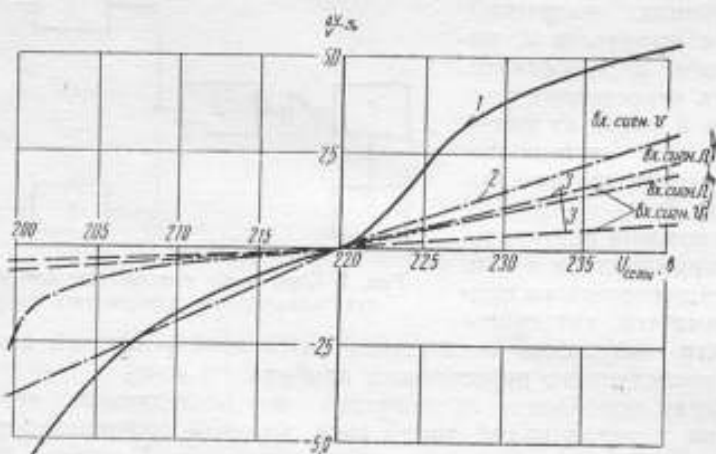


Рис. 3. Зависимость чувствительности пересчетных приборов от напряжения питающей сети:
1 — для пересчетного прибора ПС-10000; 2 — для пересчетного прибора ПСТ-100;
3 — для пересчетного прибора ПС-20.

Такое изменение чувствительности пересчетных приборов приводит к изменению счета числа импульсов, зависящему от конкретного вида спектров исследуемых импульсов. Поэтому при работе с пересчетными приборами, применяемыми без внешнего дискриминатора, необходимо учитывать изменение чувствительности под действием различных факторов.

ПОГРЕШНОСТЬ СЧЕТА ПРИ РАБОТЕ С ВНЕШНИМ ДИСКРИМИНАТОРОМ

Принято считать, что дискриминатор имеет стандартную амплитуду выходных импульсов. Однако проведенные измерения показали, что дискриминаторы имеют спектр выходных импульсов, содержащий относительно большое число импульсов малой амплитуды. На рис. 4 графически показан нормализованный спектр выходных импульсов дискриминатора БД-1 при двух нагрузках.

Выходные импульсы дискриминатора поступают на пересчетный прибор. Очевидно, что импульсы малой амплитуды могут быть не сосчитаны пересчетным прибором, если чувствительность его низка. Процент просчитываемых (не регистрируемых) импульсов в таком случае определяется чувствительностью пересчетного прибора и формой спектра выходных импульсов дискриминатора. Для уменьшения просчетов необходимо применять приборы с относительно высокой чувствительностью.

Подготавливаемый государственный стандарт «Приборы для измерения ионизирующих излучений. Радиоэлектронные блоки и устройства. Входные и выходные параметры» устанавливает для ламповых пересчетных приборов порог срабатывания 5 в, амплитуду выходных импульсов дискриминатора 10 в. Это предъявляет жесткие требования к выходным импульсам дискриминатора. Пренебрежение согласованием спектра выходных импульсов дискриминатора и чувствительности пересчетного прибора может привести к существенным погрешностям при

определении числа импульсов, удовлетворяющих условиям амплитудного отбора.

В качестве примера можно привести данные, относящиеся к широко распространенным дискриминаторам ААДО-1, ИД-2, АДД-1.

Число выходных импульсов, амплитуда которых равна или меньше 5 в, составляет:

а) для дискриминатора ААДО-1 — 10% при нагрузке около $7,5 \cdot 10^3$ имп/сек; максимальная амплитуда выходных импульсов дискриминатора 15 в;

б) для дискриминатора ИД-2 — 4% при нагрузке $25 \cdot 10^3$ имп/сек; максимальная амплитуда выходных импульсов дискриминатора 18 в;

в) для дискриминатора АДД-1 — 0,5% при нагрузке $12 \cdot 10^3$ имп/сек; максимальная амплитуда выходных импульсов дискриминатора около 10 в.

Большим недостатком этих приборов является зависимость количества выходных импульсов дискриминатора (амплитуда которых меньше 5 в) от загрузки; это особенно характерно для дискриминатора ААДО-1 (исключением является дискриминатор АДД-1, спектр выходных импульсов которого близок к идеальному).

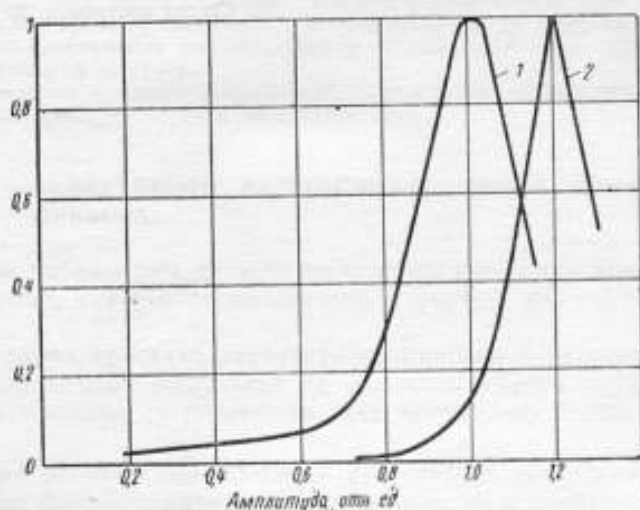


Рис. 4. Нормализованный спектр выходных импульсов дискриминатора БД-1 при двух нагрузках:
1 — при интенсивности выходных импульсов $25 \cdot 10^3$ имп/сек; 2 — при интенсивности выходных импульсов $5 \cdot 10^3$ имп/сек.

Очевидно, аналогичное явление может иметь место в самом пересчетном приборе, т. е. часть выходных импульсов формирующего устройства может иметь амплитуду, недостаточную для запуска счетной схемы. При всех испытаниях на это следует обращать внимание. Количество импульсов, не запускающих счетную схему, можно определить путем сравнения числа импульсов, зарегистрированных исследуемым пересчетным прибором, с числом импульсов, сосчитанным образцовым пересчетным прибором (с учетом поправок на разрешающее время). Возможно также непосредственное измерение чувствительности счетной схемы и расчет числа таких импульсов по спектру выходных импульсов формирующего устройства.

Несоответствие амплитудных характеристик отдельных каскадов может иметь место и в более сложных счетных устройствах.

Так, например, при испытаниях многоканальных амплитудных анализаторов на частотную перегрузку было обнаружено существенное искажение спектра по шкале интенсивности в области малых энергий. Причина этого явления заключалась в следующем: в блоке амплитудного преобразования имеется формирующее устройство, вырабатывающее импульс начала преобразования. Если амплитуда его недостаточна для запуска триггера преобразования, то данный импульс не регистрируется (просчитывается).

При разработке блоков амплитудного преобразования не было обращено должного внимания на амплитудные характеристики формирующего устройства. В результате этого при большой интенсивности выходных импульсов спектр импульсов начала преобразования оказался смещенным (в области меньших амплитуд в данном случае), что и привело к увеличению просчетов анализатора в начальной части его шкалы.

Этот пример показывает, к каким неприятным последствиям может привести пренебрежение согласованием форм спектра выходных импульсов формирующего устройства с чувствительностью последующих каскадов.

Статья поступила 30 мая 1965 г.

**Б. В. АРТЕМОВ, В. П. АНТИПЕНКОВ,
Н. Б. ГАЛИЕВ, А. И. ЦЫГАНОВ**

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕГО ВРЕ- МЕНИ ПЕРЕСЧЕТНЫХ ПРИБОРОВ

Вводится понятие «эффективное разрешающее время», которое связывается со счетной характеристикой пересчетного прибора. Показывается необходимость учета зависимости разрешающего времени от загрузки и описывается метод «трех источников». Этот метод позволяет исключить погрешность при определении разрешающего времени, связанную с зависимостью его от нагрузки.

Приводятся соотношения для погрешности, возникающей при смещении уровня дискриминации от загрузки.

Рассматриваются основные погрешности определения разрешающего времени пересчетных приборов методом двух источников.

ЭФФЕКТИВНОЕ РАЗРЕШАЮЩЕЕ ВРЕМЯ ПЕРЕСЧЕТНОГО ПРИБОРА

Основным параметром любого пересчетного прибора является разрешающее время, которое тесно связано с формой его счетной характеристики.

Счетная характеристика пересчетного прибора — зависимость числа зарегистрированных импульсов от величины сдвига двух соседних импульсов во времени (усредненная для достаточно большого числа импульсов).

Идеальный пересчетный прибор — пересчетное устройство, счетная характеристика которого параллельна оси времени и имеет один разрыв первого рода (рис. 1,а).

Разрешающее время идеального пересчетного прибора — минимальный интервал времени между передними фронтами двух соседних импульсов, при котором они регистрируются раздельно (точка разрыва t на счетной характеристике идеального пересчетного прибора).

Введение понятия «идеальный пересчетный прибор» вызвано тем, что вся теория поправок на разрешающее время [1] предполагает, что счетная характеристика любого пересчетного прибора имеет вид кривой, изображенной на рис. 1,а. На самом деле счетная характеристика может значительно отличаться от идеальной. На рис. 1,б и в приведены наиболее часто встречающиеся формы счетной характеристики пересчетных приборов. Эта характеристика показывает, что для реальных пересчетных приборов понятия так называемого разрешающего времени, в смысле приведенного выше определения, не существует. Поэтому предлагается ввести параметр «эффективное разрешающее время».

Эффективное (эквивалентное) разрешающее время прибора — интервал времени, равный разрешающему времени идеального пересчетного прибора, просчеты которого при любой интенсивности входных импульсов равны просчетам данного пересчетного прибора.

При проведении испытаний экспериментально снимается счетная характеристика пересчетного прибора, которая позволяет найти эффективное разрешающее время.

Рассмотрим метод определения эффективного разрешающего времени для прибора, счетная характеристика которого соответствует кривой, приведенной на рис. 1,б. Для этого вначале рассмотрим кривую, представленную на рис. 1,а (сплошная ломаная кривая).

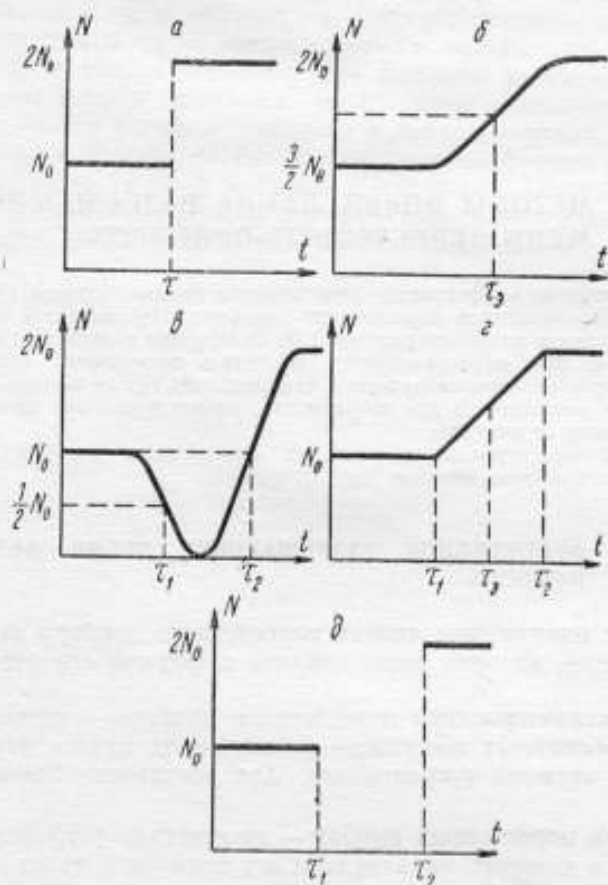


Рис. 1. Счетные характеристики пересчетных приборов

Вероятность $f(t)$ того, что второй импульс, поступивший на пересчетный прибор через время t , будет просчитан:

$$f(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t < \tau_1; \\ \frac{\tau_2 - t}{\tau_2 - \tau_1} & \text{при } \tau_1 \leq t < \tau_2; \\ 0 & \text{при } t > \tau_2. \end{cases}$$

Относительное число просчитываемых импульсов за любой интервал времени:

$$p = \int_0^{\tau_2} n f(t) dt = \int_0^{\tau_1} n dt + n \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{\tau_2 - t}{\tau_2 - \tau_1} dt.$$

Отсюда

$$p = n \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}.$$

Учитывая приведенное выше определение эквивалентного разрешающего времени, окончательно получаем

$$\tau_0 = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}.$$

Для приборов, счетная характеристика которых изображена на рис. 1,а, относительное число просчитываемых импульсов определяется соотношением:

$$p = n \int_0^{t_0} f(t) dt \quad (t_0 \gg \tau_0).$$

Кривая $f(t)$ полностью повторяет счетную характеристику. При этом только точки N_0 и $2N_0$ счетной характеристики необходимо заменить на 1 и 0 соответственно кривой $f(t)$.

Очевидно, если счетная характеристика симметрична относительно точки τ_0 (см. рис. 1,б), то эквивалентное разрешающее время, так же как и для кривой рис. 1,з, равно абсциссе точки счетной характеристики, ордината которой равна $1/2 N_0$.

Для счетной характеристики, изображенной на рис. 1,д, необходимо произвести аналогичные операции. Относительное число просчитываемых импульсов также определяется равенством

$$p = \int_0^{t_0} n f(t) dt.$$

Вероятность $f(t)$ просчета второго импульса следующая:

$$f(t) = \begin{cases} 1 & \text{при } t < \tau_1 \\ 0 & \text{при } t > \tau_2. \end{cases}$$

Вероятность того, что не будут сосчитаны ни первый, ни второй импульсы, $f(t) = 1$ (при $\tau_1 \leq t \leq \tau_2$).

Это дает для эквивалентного разрешающего времени равенство $\tau_0 = 2\tau_2 - \tau_1$. В случае реальной счетной характеристики (рис. 1,е) при симметрии ниспадающей ветки кривой относительно точки τ_1 и восходящей относительно τ_2 для эквивалентного разрешающего времени остается справедливым $\tau_0 = 2\tau_2 - \tau_1$, где τ_1 и τ_2 абсциссы точек ниспадающей и восходящей ветвей, ординаты которых соответственно равны $1/2 N_0$ и N_0 .

Счетная характеристика пересчетного прибора экспериментально определяется с помощью сдвинутых во времени импульсов при периодическом следовании их. Эквивалентное разрешающее время, которое находится по счетной характеристике, как указывалось выше, должно равняться фактически действующей величине при статистическом распределении входных импульсов. Таким образом, понятие эквивалентного разрешающего времени позволяет связать разрешающее время, определяемое с помощью сдвинутых импульсов, с действующей величиной его при статистическом распределении входных импульсов.

Рассмотрение методов вывода соотношений для разрешающего времени показывает, что отклонение счетной характеристики от идеальной (даже такое, как изображено на рис. 1,е) не вносит никаких особенностей в методы экспериментального определения разрешающего времени, использующие воздействие на прибор статистических последовательностей импульсов.

УЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ РАЗРЕШАЮЩЕГО ВРЕМЕНИ ОТ ЗАГРУЗКИ

При выводе различных соотношений для разрешающего времени [1] предполагается, что разрешающее время системы не зависит от загрузки. Проведенные нами исследования показали, что разре-



шающее время является функцией числа зарегистрированных импульсов, причем для большинства приборов линейной.

На рис. 2 показана эта зависимость. Экспериментальные точки приводимых кривых снимались методом двух датчиков, описанным ниже, причем разрешающее время, вычисляемое по соотношению

$$\tau = \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2 N_1 N_2} \quad (1)$$

относится к числу зарегистрированных импульсов $N_1 + N_2$. Кривые

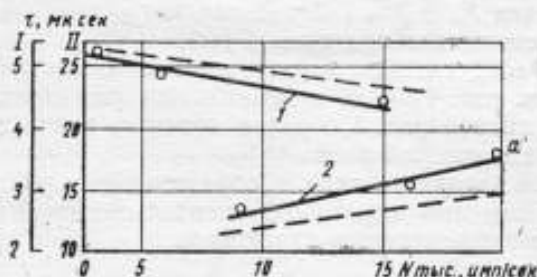


Рис. 2. Зависимость разрешающего времени пересчетных приборов от числа зарегистрированных импульсов (шкала времени I относится к прибору ПСТ-100, а II — к прибору ПС-20-100):

1 — для пересчетного прибора ПС-20; 2 — для пересчетного прибора ПСТ-100.

показывают, что при определении разрешающего времени с небольшой погрешностью нельзя использовать равенство (1). Ниже дается вывод формул для вычисления разрешающего времени, зависящего от загрузки.

Предположим, что для рассматриваемого интервала загрузок разрешающее время линейно зависит от числа зарегистрированных импульсов. Это справедливо, вероятно, не для всех счетных систем. Для приборов, у которых зависимость нелинейна, приводимые соотношения могут служить первым приближением.

Пусть $k = \frac{\partial \tau}{\partial N}$ — изменение разрешающего времени при изменении числа зарегистрированных импульсов на единицу интенсивности. Разрешающее время при числе зарегистрированных импульсов, равном N_1 , обозначим через τ_1 . Тогда разрешающее время

$$\left. \begin{aligned} \text{при } N_2 & \tau_1 + k(N_2 - N_1) \\ \text{при } N_1 + N_2 & \tau_1 + k N_2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Используя эти соотношения, получим:

$$\begin{aligned} N_0 &= N(1 + N\tau); \\ N_{0,1,2} &= N_{0,1} + N_{0,2}, \end{aligned}$$

где N_0 — нагрузка на входе счетного устройства, соответствующая числу зарегистрированных импульсов N . Поэтому

$$\tau_1 = \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{N_{1,2}^2 - N_1^2 - N_2^2} - k \frac{N_1 N_2^2 - N_2^3 + N_2 N_{1,2}^2}{N_{1,2}^2 - N_1^2 - N_2^2}.$$

Заменяя $N_{1,2}^2 \approx (N_1 + N_2)^2 = N_1^2 + 2N_1N_2 + N_2^2$ в этом равенстве и используя соотношения (2), определим

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2N_1N_2} - k \frac{N_1 + 3N_2}{2} \\ \tau_2 &= \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2N_1N_2} - k \frac{3N_1 + N_2}{2} \\ \tau_3 &= \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2N_1N_2} - k \frac{N_1 + N_2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где τ_1, τ_2, τ_3 — истинные значения разрешающего времени, соответствующие нагрузкам $N_{0,1}, N_{0,2}, N_{0,3}$. Вторые члены последних соотношений дают погрешность, которую можно внести при определении разрешающего времени, если не учитывать зависимость его от числа зарегистрированных импульсов. Величина k исключается из формул (3), если имеются такие экспериментальные данные, которые помогают определить разрешающее время τ' из соотношения

$$\tau' = \frac{N'_1 + N'_2 - N'_{1,2}}{2N'_1N'_2}$$

и отнести к числу зарегистрированных импульсов $N' = N'_1 + N'_2$; определить разрешающее время τ'' из соотношения

$$\tau'' = \frac{N''_1 + N''_2 - N''_{1,2}}{2N''_1N''_2}$$

и отнести к числу зарегистрированных импульсов

$$N'' = N''_1 + N''_2.$$

По точкам N', τ' и N'', τ'' можно получить уравнение прямой, определяющей разрешающее время τ при любом числе зарегистрированных импульсов N .

Действительно, пусть

$$\tau = \tau_0 + kN, \quad (4)$$

тогда, используя равенство (4) и последнюю формулу из равенства (3), получим:

$$\tau' = \tau_0 + \frac{3}{2} kN'. \quad (5)$$

Аналогично определяется τ'' :

$$\tau'' = \tau_0 + \frac{3}{2} kN''. \quad (5a)$$

Из равенств (5) и (5a) найдем уравнение для разрешающего времени τ при числе зарегистрированных импульсов N :

$$\tau = \frac{\tau'N'' - \tau''N'}{N'' - N'} + \frac{2}{3} \frac{\tau'' - \tau'}{N'' - N'} \cdot N. \quad (6)$$

Формула (6) позволяет учесть зависимость разрешающего времени от загрузки при определении его методом двух источников. Аналогичные изменения должны быть внесены в соотношения для разрешающего времени, основанные на других методах его определения, которые могут внести погрешность, связанную с зависимостью разрешающего времени от загрузки.

МЕТОД ТРЕХ ИСТОЧНИКОВ

Для того чтобы свести к минимуму число измерений при использовании формулы (6) для определения разрешающего времени, предлагается определять число зарегистрированных импульсов при воз-

действии на пересчетный прибор трех источников в разных комбинациях:

- N_1 — среднее за единицу времени число импульсов, регистрируемых пересчетным прибором при воздействии первого источника;
- $N_{1,2}$ — среднее за единицу времени число импульсов, регистрируемых пересчетным прибором при воздействии первого и второго источников;
- N_2 — среднее за единицу времени число импульсов, регистрируемых пересчетным прибором при воздействии второго источника;
- $N_{2,3}$ — среднее за единицу времени число импульсов, регистрируемых пересчетным прибором при воздействии второго и третьего источников;
- N_3 — среднее за единицу времени число импульсов, регистрируемых пересчетным прибором при воздействии третьего источника.

Определяется τ' по следующему равенству:

$$\tau' = \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2N_1 N_2}$$

и относится к числу зарегистрированных импульсов $N' = N_1 + N_2$; τ'' определяется по равенству:

$$\tau'' = \frac{N_2 + N_3 - N_{2,3}}{2N_2 N_3}$$

и относится к числу зарегистрированных импульсов $N'' = N_2 + N_3$.

Полученные значения N' , τ' и N'' , τ'' подставляют в формулу (6), которая и дает зависимость $\tau = f(N)$. На рис. 2 пунктиром показаны кривые, соответствующие истинному разрешающему времени.

Рассмотрим следующий пример. Пусть разрешающее время для прибора ПСТ-100 определяется методом двух источников, причем $N_1 \approx N_2 \approx 10$ тыс. имп/сек, и при расчете используют уравнение (1). Если полученное значение (рис. 2) разрешающего времени (точка a кривой 2) отнести к загрузке 10 тыс. имп/сек, то погрешность определения разрешающего времени равна 45%; если его отнести к загрузке 20 тыс. имп/сек, то погрешность измерения разрешающего времени составит 20%. Неправильное определение разрешающего времени (после введения поправок на просчеты) даст погрешность в счете в первом случае 1,1%, а во втором 1,2%, что, очевидно, может превышать допустимую для многих экспериментов величину.

В том случае, когда разрешающее время не зависит от загрузки, методы двух и трех источников должны давать один и тот же результат. Здесь и ниже вместо термина «эквивалентное разрешающее время» употребляется «разрешающее время».

ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕГО ВРЕМЕНИ ЗА СЧЕТ СМЕЩЕНИЯ УРОВНЯ ДИСКРИМИНАЦИИ В СЛЕДСТВИЕ ЗАГРУЗКИ

Этот вид погрешности рассмотрим также на примере метода двух источников. Как известно, обычно выбирают такие источники, чтобы $N_1 \approx N_2 \approx N$. При этом суммарное воздействие двух источников дает $N_{1,2} \approx 2N$. Следовательно, в процессе экспериментального определения разрешающего времени загрузка в системе «датчик — усилитель — дискриминатор» изменяется примерно вдвое. При таком изменении

загрузки могут существенно меняться условия работы датчика, коэффициент усиления усилителя и уровень дискриминации в дискриминаторе.

Указанные причины могут вызвать изменение формы и положения спектра импульсов, поступающих на дискриминатор. Все это приводит к дополнительным изменениям в счете, которые при использовании формулы (1) не учитываются, и может внести дополнительную погрешность при определении разрешающего времени.

Рассмотрим подробнее погрешность при определении разрешающего времени, вызванную смещением уровня дискриминации вследствие загрузки (так как изменение коэффициента усиления датчика и усилителя можно учитывать эквивалентным смещением уровня дискриминации).

Обозначим через

$N_{0,1}$ — интенсивность при воздействии первого источника;

$N_{0,2}$ — интенсивность при воздействии второго источника;

$N_{0,1,2}$ — интенсивность при одновременном воздействии первого и второго источников;

ΔN — изменение в счете из-за смещения уровня дискриминации.

Считая, что потери в счете происходят из-за разрешающего времени и смещения уровня дискриминации, можно записать:

$$\begin{aligned} N_{0,1} &= N_1(1 + \tau N_1); \\ N_{0,2} &= N_2(1 + \tau N_2) \end{aligned} \quad (7)$$

$$N_{1,2} = \frac{N_{0,1,2}}{1 + \tau N_{0,1,2}} - \Delta N. \quad (8)$$

Из равенства (4), находим

$$N_{0,1,2} = (N_{1,2} + \Delta N)[1 + \tau(N_{1,2} + \Delta N)]. \quad (9)$$

Используя равенство $N_{0,1,2} = N_{0,1} + N_{0,2}$ и соотношения (7), (8) и (9), получаем

$$(N_{1,2} + \Delta N)[1 + \tau(N_{1,2} + \Delta N)] = N_1(1 + \tau N_1) + N_2(1 + \tau N_2).$$

Это выражение упрощается, если учесть, что

$$\begin{aligned} N_{1,2}^2 - N_1^2 - N_2^2 &\approx 2N_1N_2; \\ (\Delta N)^2 &\ll 2N_{1,2}\Delta N. \end{aligned}$$

При этом

$$\tau(2N_1N_2 + 2N_{1,2}\Delta N) = N_1 + N_2 - N_{1,2} - \Delta N.$$

Отсюда

$$\tau = \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2N_1N_2 \left(1 + \frac{N_{1,2}\Delta N}{N_1N_2}\right)} - \frac{\Delta N}{2(N_1N_2 + N_{1,2}\Delta N)}.$$

Обозначим разрешающее время, вычисленное по формуле (1), через τ_0 . Тогда:

$$\tau = \tau_0 \left(1 - \frac{N_{1,2}\Delta N}{N_1N_2}\right) - \frac{\Delta N}{2(N_1N_2 + N_{1,2}\Delta N)}.$$

Таким образом, погрешность в определении разрешающего времени, если не учитывать смещения уровня дискриминации от загрузки, выражается следующей формулой:

$$\Delta\tau = |\tau - \tau_0| = \tau_0 \frac{N_{1,2}\Delta N}{N_1N_2} + \frac{\Delta N}{2(N_1N_2 + N_{1,2}\Delta N)}. \quad (10)$$

Для оценки возможной погрешности рассмотрим следующий пример.

Пусть $N_1 = N_2 = 10^4$ имп/сек, а относительное изменение счета из-за смещения уровня дискриминации $\frac{\Delta N}{N} = 2\%$.

Тогда:

$$\frac{N_{1,2} \Delta N}{N_1 N_2} \approx \frac{2 N \Delta N}{N^2} = 0,04,$$

т. е. первый член в равенстве (10) дает относительную погрешность определения разрешающего времени 4%.

Абсолютное значение погрешности за счет второго члена составит

$$\frac{\Delta N}{2(N_1 N_2 + N_{1,2} \Delta N)} \approx \frac{\Delta N}{2N^2} = 10^{-6} \text{ сек} = 1 \text{ мксек}.$$

Таким образом, если истинное разрешающее время 1 мксек, то погрешность в определении разрешающего времени превысит 100%. После введения поправок на мертвое время, определяемое по формуле (1), относительная погрешность счета будет равна $N \Delta t$, где N — число импульсов на входе пересчетного устройства. Для рассматриваемого примера при $N = 10^4$ имп/сек эта погрешность равна 1%, что для большого круга экспериментов превышает допустимую погрешность.

В связи с тем, что обычно к пересчетным приборам не предъявляются сколько-нибудь жестких амплитудных требований (какие предъявляются к спектрометрическим системам), величина $\frac{\Delta N}{N}$ при

больших нагрузках (а только в этом случае и необходимо точное определение разрешающего времени) может составлять несколько процентов. Особенно она может быть велика у приборов, которые на входе вместо интегрального дискриминатора имеют простое пороговое устройство. Поэтому определение амплитудных характеристик пересчетных приборов при больших нагрузках является совершенно необходимым. Подробнее этот вопрос рассмотрен в работе [2].

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕГО ВРЕМЕНИ ПЕРЕСЧЕТНЫХ ПРИБОРОВ МЕТОДОМ ДВУХ ДАТЧИКОВ

Из различных методов экспериментального определения разрешающего времени метод двух источников является наиболее распространенным. Однако, кроме указанной в предыдущем разделе возможной погрешности этого метода, ему присущи другие недостатки, которые также могут увеличить погрешность определения разрешающего времени.

В процессе эксперимента условия работы датчика (высокое напряжение, газовое наполнение и т. д.) не должны изменяться. Однако в случае использования α - и β -источников при смене источников, не имеющих специальных (обычно сложных механических) приспособлений, необходимо снять высокое напряжение в сцинтилляционных датчиках. В этом случае полной воспроизводимости условий работы датчика получить не удастся.

Коэффициент усиления датчиков в течение эксперимента не остается постоянным. Для сцинтилляционных датчиков, например, нестабильность имеет двоякий характер:

- медленный дрейф коэффициента усиления;
- кратковременная нестабильность коэффициента усиления.

Кратковременная нестабильность коэффициента усиления сцинтилляционного датчика увеличивают (по сравнению со статистическим) разброс показаний пересчетного прибора. Это приводит к увеличению дисперсии разрешающего времени и, следовательно, к увеличению времени измерения, необходимого для получения заданной статистической погрешности определения разрешающего времени. Если же время измерения становится очень большим, может оказаться необходимым и учет медленного дрейфа коэффициента усиления.

Отмеченные выше недостатки устраняются при следующей предлагаемой нами модификации метода двух источников. Наиболее существенным в этой модификации является наличие двух датчиков (для каждого источника свой датчик). Назовем поэтому этот метод определения разрешающего времени методом двух датчиков. Блок-схема установки для измерения разрешающего времени пересчетных устройств методом двух датчиков представлена на рис. 3.

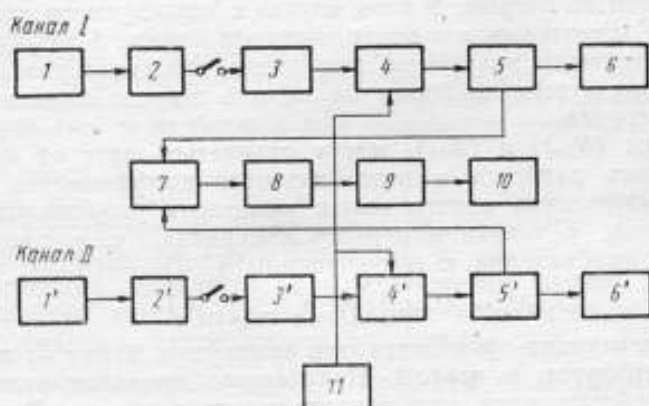


Рис. 3. Блок-схема установки для экспериментального определения разрешающего времени пересчетных устройств методом двух датчиков:

1—1' — датчик; 2—2' — усилитель; 3—3' — интегральный дискриминатор; 4—4' — схема пропускания; 5—5' — формирователь; 6—6' — контрольный пересчетный прибор; 7 — сумматор; 8 — аттенюатор; 9 — формирующее устройство; 10 — исследуемый пересчетный прибор; 11 — таймер.

Установка состоит из двух одинаковых каналов. Импульсы с выхода каждого канала поступают на контрольный пересчетный прибор и на сумматор. Исследуемый пересчетный прибор отсчитывает импульсы на выходе сумматора. Таймер автоматически задает интервал времени измерения. В каждом канале между усилителем и интегральным дискриминатором имеется ключ. В зависимости от положения этих ключей на исследуемый пересчетный прибор в течение времени измерения импульсы поступают либо от первого датчика, либо от второго, либо от двух одновременно. Импульсы на выходе каждого канала регистрирует контрольный пересчетный прибор.

Очевидно, что разрешающее время канала «сумматор — аттенюатор — формирующее устройство» должно быть меньше разрешающего времени исследуемого пересчетного прибора, поэтому в схемах сумматора и аттенюатора должны быть использованы сопротивления, а формирующее устройство необходимо применять только в том случае, если временные параметры выходных импульсов формирователей каналов, поступающих на сумматор, значительно отличаются от параметров входных импульсов, которые необходимо подавать на исследуемый пересчетный прибор.

Наличие двух каналов в системе позволяет исключить погрешности, связанные с зависимостью коэффициента усиления и уровня дискриминации от загрузки и условий работы датчика, поскольку в процессе эксперимента вместо смены источников производится коммутация в соответствующем канале, а датчик, усилитель и дискриминатор в каждом канале работают в неизменных условиях. Погрешность, возникающая из-за нестабильности коэффициента усиления, устраняется контрольными пересчетными приборами. В этом случае разрешающее время определяется следующим образом.

Первое измерение проводят при замкнутых в обоих каналах ключах. Тогда с исследуемого пересчетного прибора списывается $N_{1,2}$ импульсов, а с контрольных $(N_{1к})_1$ и $(N_{2к})_1$ (т. е. среднее за единицу времени количество импульсов, зарегистрированных контрольными пересчетными приборами на выходе каждого канала во время первого измерения).

Второе измерение проводят при замкнутом ключе в первом канале и разомкнутом во втором. В этом случае с исследуемого прибора списывается N_1' импульсов, а с контрольного в канале 2 $(N_{1к})_2$ — среднее за единицу времени количество импульсов, зарегистрированных контрольным пересчетным прибором на выходе первого канала во время второго измерения.

Величины $(N_{1к})_1$ и $(N_{1к})_2$ могут отличаться друг от друга из-за статистического разброса и нестабильности коэффициента усиления. Чтобы из результатов одного опыта вычислить разрешающее время, N_1' приводится к условиям первого измерения, т. е. преобразуется в N_1 путем прибавления к N_1' величины $(N_{1к})_1 - (N_{1к})_2$:

$$N_1 = N_1' + [(N_{1к})_1 - (N_{1к})_2].$$

Третье измерение проводится при замкнутом ключе во втором канале и разомкнутом в первом. Получаемые при этом величины N_2' и $(N_{2к})_3$ обрабатываются, как и в предыдущем случае. В результате получаем:

$$N_2 = N_2' + [(N_{2к})_1 - (N_{2к})_3].$$

Величины N_1 , N_2 и $N_{1,2}$ используются для вычисления разрешающего времени по формуле (1).

При необходимости должна быть учтена зависимость разрешающего времени от загрузки.

Литература

1. Гольданский В. И., Куденко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1959.
2. Антипенков В. П., Артемов Б. В., Глянев Н. Б., Цыганов А. И. Об амплитудных характеристиках счетных систем. Настоящий сборник.

Статья поступила 30 мая 1965 г.

Б. В. АРТЕМОВ, В. П. АНТИПЕНКОВ,
Н. Б. ГАЛИЕВ, А. И. ЦЫГАНОВ

СПОСОБ УМЕНЬШЕНИЯ ПРОСЧЕТОВ СЧЕТНЫХ СИСТЕМ С РАЗРЕШАЮЩИМ ВРЕМЕНЕМ НЕПРОДЛЕВАЮЩЕГО ТИПА

Излагается простой способ уменьшения просчетов счетных систем, регистрирующих статистически распределенные во времени импульсы и имеющих разрешающее время непродлевающегося типа. Импульсы подаются на счетную схему с выхода смесителя, на один вход которого поступают регистрируемые импульсы, а на другой вход те же импульсы, но с задержкой во времени.

Известно, что счетные системы, регистрирующие импульсы, статистически распределенные во времени, просчитывают часть импульсов, примерно равную $n\tau$, где n — среднее за единицу времени число зарегистрированных импульсов; τ — разрешающее время.

В том случае, когда разрешающее время является непродлевающимся, максимальное число импульсов, которое может зарегистрировать система, определяется $n_{\max} = \frac{1}{\tau}$. Просчеты из-за разрешающегося времени составляют достаточно большую величину (единицы процента) при нагрузках, значительно меньших n_{\max} . Так, например, $n\tau = 1\%$ при $m = \frac{1}{100} n_{\max}$, где m — число импульсов в единицу времени на входе устройства. Ниже описан метод, позволяющий существенно уменьшить просчеты такой системы.

Четырехполюсник, блок-схема которого приведена на рис. 1, подключают на вход пересчетного устройства. При этом точка «вход» является входом счетной системы, точка «выход» соединяется со входом используемого пересчетного устройства.

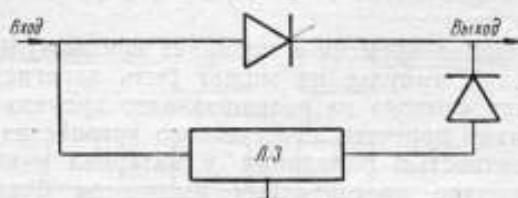


Рис. 1. Блок-схема четырехполюсника.

Входные импульсы поступают на вход счетной схемы в виде суммы двух последовательностей импульсов: входной (через верхний вентиль) и задержанной (через линию задержки — Л. З.).

На рис. 2 эпюра 1 изображает некоторую часть входной последовательности импульсов. Очевидно, что импульс 2, попадающий в разрешающее время устройства, не может быть зарегистрирован.

На эюре II показана задержанная последовательность импульсов, а на эюре III — суммарная последовательность. Время задержки t_3 должно быть несколько меньше τ (как это изображено на рисунке). Максимальное время задержки определяется соотношением $t_{3\max} + t_n = \tau$, где t_n — длительность импульса. Однако для упрощения рассуждений предположим, что

$$t_n \ll t_3, \tau \text{ и } \tau \approx t_3.$$

Из анализа приводимых эюр можно сделать следующие выводы:

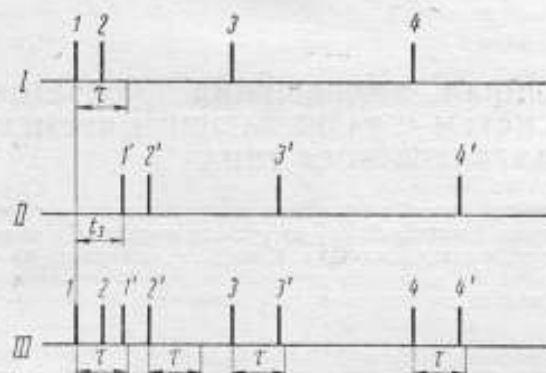


Рис. 2. Эюры напряжений в разных точках системы для уменьшения просчетов:

I — вход; II — выход ЛЭ; III — выход устройства.

1. Входной импульс и соответствующий задержанный импульс в суммарной последовательности будут зарегистрированы как один импульс в том случае, когда расстояние между двумя соседними импульсами входной последовательности больше τ (импульсы 3—3' и 4—4').

2. Если расстояние между двумя импульсами входной последовательности меньше τ (импульсы 1 и 2), то эти и соответствующие им импульсы в суммарной последовательности будут иметь такое временное распределение, что могут быть зарегистрированы отдельно (импульсы 1—2—1' будут сосчитаны как один импульс, будет также зарегистрирован и импульс 2').

3. Если расстояние между импульсом, попадающим в разрешающее время (импульс 2), и следующим за ним (импульс 3) меньше 2τ , то в суммарной последовательности будут зарегистрированы как один импульс сочетание импульсов 1—2—1', 2'—3 и 3' (этот случай на рисунке не показан).

4. Если в интервал времени τ попадает три импульса (1; 2 и еще один), то последний импульс не может быть зарегистрирован, т. е. метод обеспечивает «вывод» из разрешающего времени только одного импульса. Поскольку просчеты пересчетного устройства определяются, в основном, вероятностью попадания в интервал τ двух импульсов (1 и 2), то количество просчитанных импульсов будет практически определяться только величиной $\tau - t_3$, а при $\tau \approx t_3$ будет достаточно малым.

В заключение следует отметить, что экспериментальная проверка, проведенная на пересчетном приборе с разрешающим временем порядка нескольких микросекунд, подтвердила правильность содержащихся в данной работе выводов.

В. П. АНТИПЕНКОВ, Б. В. АРТЕМОВ,
Л. С. КУЗНЕЦОВ, А. И. ЦЫГАНОВ

О РАБОТЕ ПЕРЕСЧЕТНЫХ УСТРОЙСТВ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ РЕЖИМЕ

Обосновывается необходимость определения параметров пересчетных устройств при работе их в пульсирующем режиме. Приводится функциональная схема блока формирования, предназначенного для преобразования входной последовательности импульсов в пачку определенной длительности с определенной частотой следования, и блок-схема установки для испытаний пересчетных устройств в пульсирующем режиме.

В пульсирующем режиме импульсы на вход пересчетного устройства поступают в течение относительно коротких повторяющихся интервалов времени. Это имеет место в экспериментах на циклических ускорителях, импульсных реакторах и при работе пересчетного прибора с другими пульсирующими источниками излучения. В аналогичных условиях работает также адресный регистр (счетчик) многоканального анализатора.

При быстром переходе счетной схемы из состояния, когда импульсов на ее входе нет, к состоянию, когда они поступают на вход, в течение некоторого времени (времени переходного процесса) существуют явления, которые могут привести к дополнительной погрешности счета.

На малых частотах повторения пачек импульсов просчеты могут вызываться такими причинами, как эффект засыпания в транзисторах, явление катодореза в декатронах и т. д. Просчеты могут возникнуть и по другим причинам, например, при медленном нарастании амплитуды импульсов формирующего устройства (в этом случае первые импульсы формирующего устройства могут иметь амплитуду, недостаточную для запуска счетной схемы).

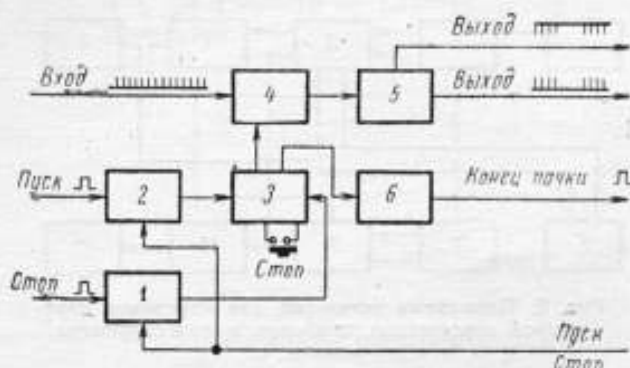


Рис. 1. Функциональная блок-схема формирования:

1 и 2 — медленные схемы пропускания; 3 — быстрый триггер;
4 — быстрая схема пропускания; 5 — формирователь; 6 — формирующий триггер.

Поскольку в пульсирующем режиме общая длительность переходных процессов становится сравнимой с суммарным временем поступления импульсов на вход счетной схемы, параметры пересчетного прибора в этом случае могут существенно отличаться от измеренных в обычных условиях работы.

Таким образом, определение параметров пересчетного прибора в пульсирующем режиме является одним из важных условий при государственных испытаниях.

Для испытаний пересчетных устройств был разработан блок формирования, предназначенный для преобразования входной последовательности импульсов в пачки определенной длительности с определенной частотой следования.

Функциональная схема блока формирования приведена на рис. 1.

На вход быстрой схемы пропускания с датчика или генератора поступают импульсы. Формирователь выдает выходные импульсы положительной и отрицательной полярности необходимой амплитуды и длительности. Управляется быстрая схема пропускания с одного из анодов быстрого триггера.

Сигнал управления «пуск» открывает медленные схемы пропускания. Через одну из них («пуск») на вход быстрого триггера поступают импульсы начала пачки, а через вторую («стоп») поступают на другой вход быстрого триггера задержанные импульсы, являющиеся импульсами конца пачки.

Импульс начала пачки переводит быстрый триггер в такое «состояние», при котором быстрая схема пропускания открыта. Импульс конца пачки изменяет «состояние» триггера, и быстрая схема пропускания снова закрывается. Таким образом, длительность импульсов получаемых пачек равна установленной задержке импульсов конца пачки относительно импульсов начала пачки.

Частота следования пачек равна частоте импульсов начала пачки. Очевидно, что длительность пачек должна быть меньше, чем период их следования.

Формирующий триггер управляется с анода быстрого триггера и выдает на выходе положительный импульс после окончания пачки. Эти импульсы поступают в блок электронного секундомера для счета количества сформированных пачек.

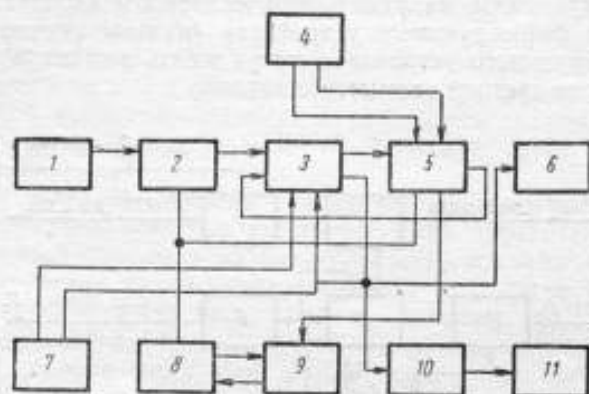


Рис. 2. Блок-схема установки для измерения параметров пересчетных приборов в пульсирующем режиме:

1 — датчик или генератор; 2 — двухканальный усилитель; 3 — двухканальный дискриминатор; 4 — генератор двойных импульсов; 5 — блок формирования; 6 — исследуемый пересчетный прибор; 7 — блок задания уровня; 8 — блок управления; 9 — блок электронного секундомера; 10 — пересчетный блок на трохотроне; 11 — пересчетная схема на транзисторах.

По окончании отсчета заданного количества пачек медленные схемы пропускания закрываются, и импульсы на вход быстрого триггера и быстрой схемы пропускания не проходят.

При помощи кнопки «стоп» возвращают быстрый триггер в исходное «состояние», при котором быстрая схема пропускания закрыта.

На рис. 2 приведена блок-схема установки для измерения параметров пересчетных приборов в пульсирующем режиме.

При пуске установки импульсы с датчика или генератора через усилитель, который используется лишь при необходимости, поступают на вход первого интегрального дискриминатора. Интегральный дискриминатор осуществляет амплитудный отбор входной последовательности импульсов и нормализацию амплитуды выходных импульсов. С выхода первого канала дискриминатора импульсы подаются на вход блока формирования.

Блок формирования преобразует входную последовательность импульсов в пачки, длительность которых определяется задержкой между импульсами генератора сдвоенных импульсов, а частота повторения — частотой генератора сдвоенных импульсов.

В течение конечного времени, когда открывается и закрывается быстрая схема пропускания, импульсы в начале и конце пачки, приходящие в момент неполного открывания схемы пропускания, могут иметь меньшую амплитуду. Импульсы в пачке при пропускании через второй канал интегрального дискриминатора нормализуют по амплитуде.

С выхода второго канала дискриминатора пачки импульсов подаются на вход исследуемого пересчетного прибора и на контрольную пересчетную схему описываемой установки.

Блок электронного секундомера (как указывалось выше) используется для счета и задания количества сформированных пачек. Для этого конец пачки в блоке формирования соединяется с внешним входом электронного секундомера, который переключается в режим счета внешних импульсов. После отсчета заданного количества пачек происходит автоматическая остановка прибора.

Проведенные на этой установке исследования работы пересчетных устройств в пульсирующем режиме подтвердили возможность возникновения просчетов по указанным выше причинам.

Оказалось, что в пульсирующем режиме параметры пересчетного прибора определяются типом прибора, т. е. типом основных активных элементов (электронные лампы, транзисторы, диоды и т. д.) и типом принципиальной схемы.

Однако и в пределах одного типа эти параметры могут иметь значительный разброс в зависимости от качества примененных в данном образце прибора элементов.

Статья поступила 30 мая 1965 г.

В. И. АЛБУЛ

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

Описывается метод автоматического измерения разрешающей способности сцинтилляционных счетчиков с монокристаллами NaJ(Tl) и CsJ(Tl) с отсчетом показаний по стрелочному прибору. Диапазон измеряемых разрешений — 4—20%.

Преобразование энергии регистрируемой частицы в амплитуду импульса носит вероятностный характер, а форма распределения по амплитуде близка к Гауссовой с плотностью вероятности

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma^2}},$$

где σ — параметр распределения, связанный с разрешающей способностью соотношением

$$R = 2,36 \sigma \frac{1}{v_0}.$$

Предлагаемый метод основан на следующих соображениях. Пусть N — зарегистрированное в фотопике количество импульсов. Это соответствует

$$N \int_{-\infty}^{\infty} f(v) dv = N,$$

т. е. полной площади фотопика. Если на вершину распределения установлено окно дискриминатора шириной $(v_0 - \Delta v)$ или $(v_0 + \Delta v)$, то в пределах окна мы регистрируем

$$N_1 = N \int_{v_0 - \Delta v}^{v_0 + \Delta v} f(v) dv.$$

Выберем теперь Δv таким, чтобы $2 N_1 = N$. Тогда

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{v_0 - \Delta v}^{v_0 + \Delta v} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma^2}} dv = \frac{1}{2}.$$

Имея в виду симметрию распределения, запишем

$$\frac{2}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_0^{\Delta v} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma^2}} dv = \frac{1}{2}.$$

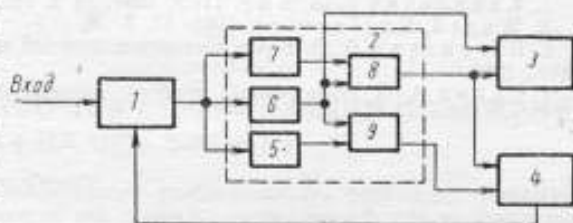
Эта функция является функцией Лапласа; она табулирована. Из этих таблиц следует, что

$$\sigma = 1,48 \Delta v;$$

$$R = 2,36 \cdot 1,48 \frac{\Delta v}{v_0} = 3,5 \frac{\Delta v}{v_0}.$$

Таким образом, подбирая ширину окна дискриминатора такой, чтобы $2N_1 = N$, мы сможем определить разрешающую способность.

Прибор для автоматического определения разрешающей способности (см. рисунок) состоит из линейного усилителя 1, двухканального дифференциального дискриминатора 2 и двух разностных интенсиметров 3 и 4. Усилитель имеет регулируемый коэффициент усиления. Регулирование осуществляется автоматически и позволяет стабилизировать положение максимума распределения по оси амплитуд (энергий). Сигнал ошибки подается с разностного интенсиметра 4. Такая схема позволяет производить подбор делителя множителя, не заботясь о подстройке усиления.



Блок-схема прибора:

1 — линейный усилитель; 2 — двухканальный дифференциальный дискриминатор; 3 и 4 — разностные интенсиметры; 5, 6 и 7 — нижний, средний и верхний селекторы; 8 и 9 — схемы антисовпадения двухканального дискриминатора.

Двухканальный дискриминатор отличается от обычного лишь тем, что верхний селектор нижнего канала служит одновременно нижним селектором верхнего. Ширина каналов может изменяться в весьма широких пределах (1—10% от v_0). Так как приближенно распределение симметрично, то можно воспользоваться $N_1 = \frac{N}{2}$. Для определения $\frac{N}{2}$

можно использовать средний селектор, а для подбора $N_1 = \frac{N}{2}$ — счет в окне верхнего канала. То, что ширину одного из каналов приходится изменять, не является помехой для автоматической регулировки усиления, если только соответственно изменять ширину окна другого канала. Таким образом, ширина окна верхнего канала дает представление о разрешающей способности датчика; прибор, измеряющий разницу в смещениях среднего и верхнего селекторов, можно проградуировать в процентах разрешающей способности.

Для сравнения с обычным методом определения разрешающей способности (измерения проводили прибором ААДО-1) была измерена разрешающая способность сцинтилляционного датчика с кристаллом NaJ(Tl) размером 40×40 мм по фотопику изотопа Cs^{137} . Разрешающая способность изменялась при изменении оптического контакта фотоэлектронного умножителя с кристаллом. Результаты измерений в процентах, проведенных двумя методами, приведены ниже.

Разрешение, измеренное прибором ААДО-1	Разрешение, измеренное прибором новой конструкции
9,8	9,7
9,6	9,6
9,9	9,6
11,2	11,2
11,0	11,5
11,5	11,4
16,9	17,0
17,2	17,3
17,5	17,1

Как показывает сравнение результатов измерений, разрешение, измеренное методом, предложенным автором, практически не отличается от разрешающей способности сцинтилляционных датчиков, определенной обычным методом.

Литература

1. Кибальнич Г. А. и др. ПТЭ, 1964, № 2, 76.
2. Waard, *Nucleonics*, 1955, 13, 7, 36.
3. Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии, М., Атомиздат, 1961.
4. Саини А. А. Электронные приборы ядерной физики, М., Физматгиз, 1961.

Статья поступила 16 июня 1965 г.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ПОЛОЖЕНИЯ ФОТОПИКА НА ОСИ ЭНЕРГИИ

Описывается устройство, позволяющее стабилизировать положение максимума амплитудного распределения на оси энергий с точностью 1% при десятикратном изменении уровня сигналов на входе. Устройство работает от обычных свинчатых датчиков с кристаллами NaJ(Tl), CsJ(Tl) или с кристаллами антрацена при использовании моноэнергетического β -излучения (например, конверсионная линия Cs¹³⁷). Пиковая нагрузка может составлять 5–20 тыс. статистически распределенных импульсов в секунду.

Стабилизаторы положения максимума на оси амплитуд энергий, работающие в аналоговой форме с использованием сигнала рассогласования в качестве управляющего, часто используются в ядерной физике для коррекции дрейфа различных устройств. Однако, насколько нам известно, в литературе не описан стабилизатор, способный компенсировать десятикратное изменение входных сигналов, которое может возникнуть, например, при настройке делителя напряжения фотомножителя. Такое устройство, представляющее собой комбинацию усилителя с изменяемым коэффициентом усиления и аттенюатора, приводимого в движение реверсивным двигателем постоянного тока, было разработано для прибора автоматического измерения разрешающей способности фотомножителей.

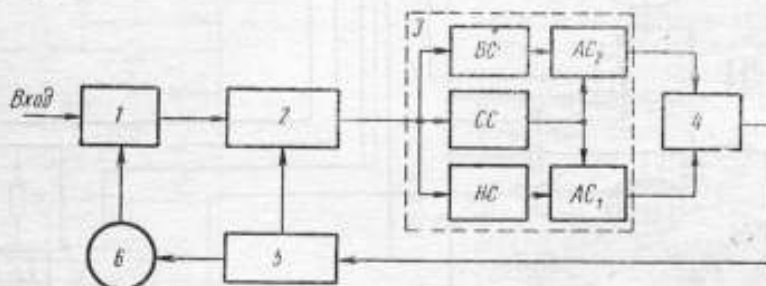


Рис. 1. Блок-схема стабилизатора:

1 — аттенюатор, приводимый в движение мотором; 2 — усилитель с изменяемым коэффициентом усиления; 3 — двухканальный дискриминатор (HC — нижний селектор, CC — средний селектор, BC — верхний селектор; AC₁ и AC₂ — схемы антисовпадений); 4 — разностный интенсиметр; 5 — усилитель постоянного тока; 6 — мотор.

Блок-схема стабилизатора приведена на рис. 1 и состоит из аттенюатора 1, усилителя 2, двухканального дискриминатора 3, представляющего собой комбинацию двух обычных дискриминаторов (верхний селектор нижнего дискриминатора и нижний селектор верхнего дискриминатора совмещены), разностного интенсиметра 4, усилителя постоянного тока 5 и мотора 6, приводящего в движение входной аттенюатор. Стабилизатор, за исключением усилителя, выполнен на транзисторах.

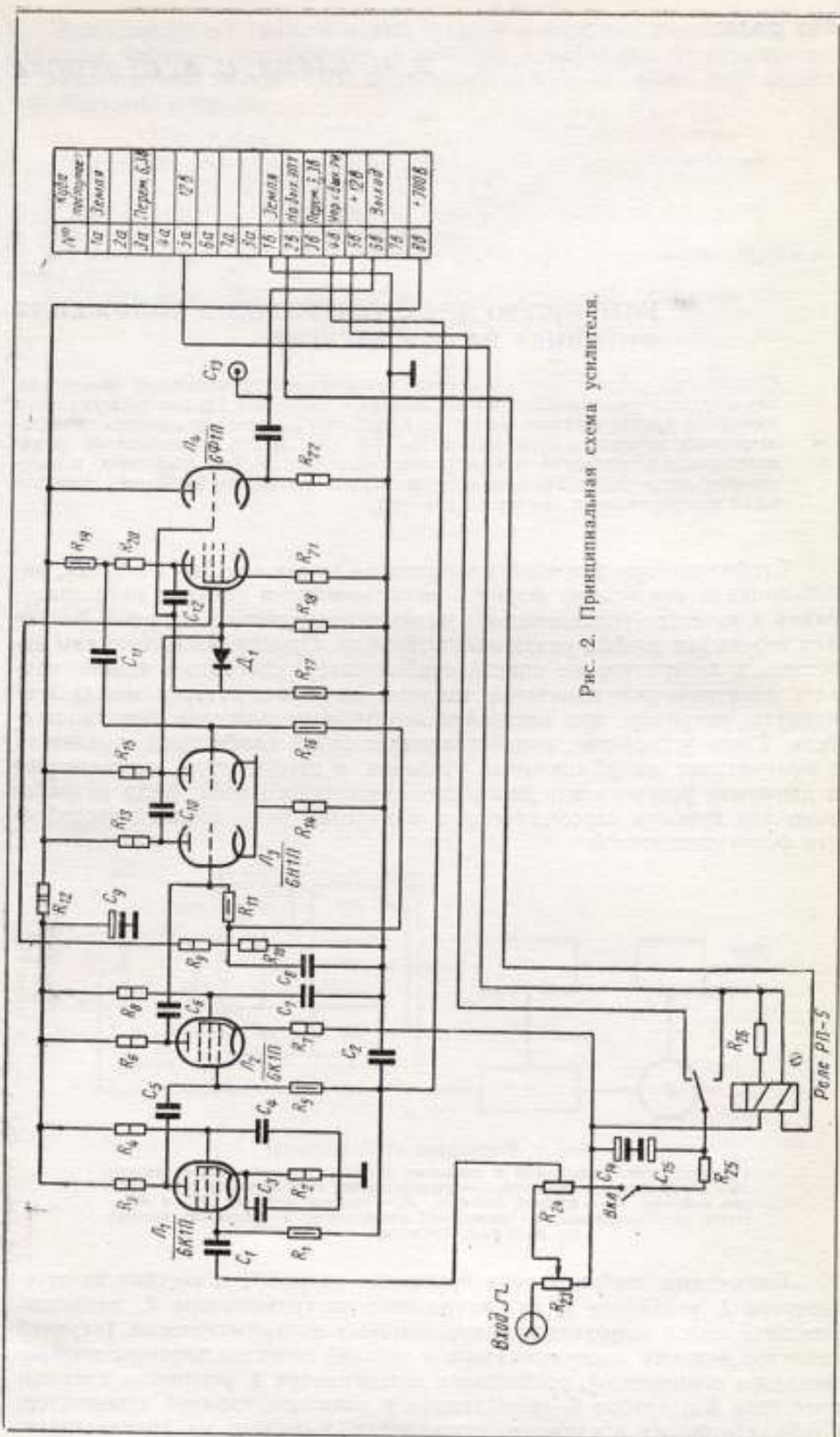


Рис. 2. Принципиальная схема усилителя.

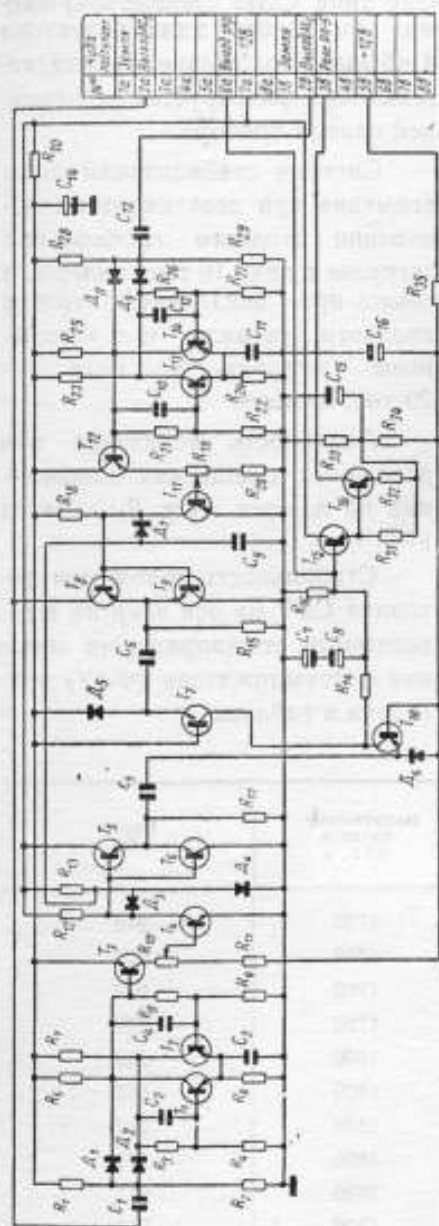


Рис. 3. Принципиальная схема разностного интенсиметра и усилителя постоянного тока.

Усилитель (рис. 2), коэффициент усиления которого при нулевом смещении равен 20, собран на четырех лампах. В первом и втором каскадах использованы лампы (типа 6К1П) с удлиненной характеристикой; коэффициент усиления первого каскада равен 5, второго — близок к единице. Сигнал управления подается на обе лампы для увеличения крутизны управления. В качестве последующих каскадов используют несколько видоизмененную усилительную секцию А. С. Мелиоранского, описанную в работе [1]. С выходного катодного повторителя сигнал положительной полярности с амплитудой, соответствующей полусумме смещений верхнего и нижнего селекторов, подается на интегральный двухканальный дискриминатор 3, показанный на рис. 1.

Стандартизованные выходные импульсы подаются на две схемы антисовпадений (рис. 3). В описываемом приборе схема антисовпадений выполнена на транзисторах с использованием блокинг-генераторов (в данной работе принципиальная схема не приводится). Разностный интенсиметр собран по классической схеме с дозирующей емкостью. Вычитание тока производится на триодах T_7 , T_{10} . Управляющий сигнал с емкости C_8 подается на лампы L_1 и L_2 . Емкости C_7 , C_8 типа ЭТО-1 обеспечивают интегрирование импульсов обеих полярностей. Усилитель постоянного тока, собранный на двух транзисторах и расположенный на той же печатной плате, что и разностный интенсиметр, также подключен к емкости C_8 . Коэффициент усиления усилителя его равен 4; поляризованное реле типа РП-5 служит нагрузкой T_{16} .

Для компенсации действия коллекторного тока покоя транзистора T_{16} через вторую

обмотку реле (на рисунке не показана) пропущен постоянный ток, поэтому при отсутствии разностного тока интенсиметра якорь реле находится в нейтральном положении, а мотор обесточен. Разностный ток интенсиметра, переводя якорь поляризованного реле в ту или другую сторону, приводит в движение мотор, который через редуктор связан с входным attenuатором (сопротивление типа СП). Скорость вращения выходного вала редуктора

4 об/мин. Положение движка attenuатора фиксируется на передней панели прибора.

Система стабилизации была испытана при десятикратном изменении входного сигнала при загрузке в пике 10 тыс. имп/сек, а также при неизменном уровне входного сигнала и с изменением загрузки в пике 5—20 тыс. имп/сек.

Линейность усилителя при различных смещениях напряжения на лампах L_1 и L_2 дана на рис. 4.

Стабильность положения фотопика Cs^{137} на оси энергий в зависимости от напряжения питания фотоумножителя (ФЭУ) приведена в таблице.

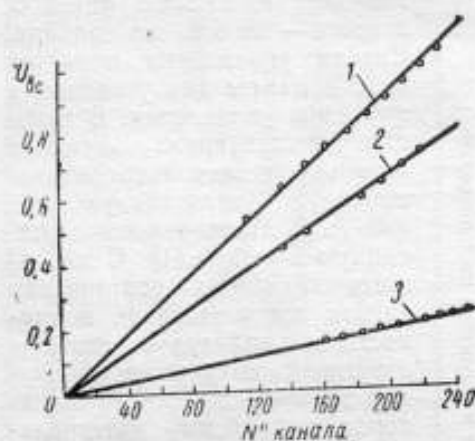


Рис. 4. Линейность усилителя при различных смещениях на лампах L_1 и L_2 :

1 — смещение при напряжении 5,8 в, 2 — смещение при напряжении 5 в, 3 — смещение при напряжении 2 в.

Напряжение питания ФЭУ, в	Канал №	Напряжение питания ФЭУ, в	Канал №
1400	Стабилизации нет	1720	212
1420	То же	1740	212
1440	208	1760	212
1460	208	1780	211
1480	209	1800	211
1500	209	1820	212
1520	210	1840	212
1540	211	1860	211
1560	211	1880	211
1580	211	1900	211
1600	211	1920	211
1620	211	1940	211
1640	211	1960	211
1660	211	1980	210
1680	212	2000	210
1700	212		

Литература

1. Саини А. А. Электронные приборы ядерной физики. М., Физматгиз, 1961.
2. Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
3. Матвеев В. В., Соколов А. Д. Фотоумножители в сцинтилляционных счетчиках. М., Госатомиздат, 1962.
4. Баталин С. С. и др. Система стабилизации сцинтилляционного спектрометра ПТЭ 1965, № 3, стр. 64.

Статья поступила 21 июня 1965 г.

II. ДОЗИМЕТРИЯ И СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 539.1.083

Л. С. РУЗЕР

К ОЦЕНКЕ РАДИАЦИОННОЙ ОПАСНОСТИ ПРИ ВДЫХАНИИ РАДОНА С ДОЧЕРНИМИ ПРОДУК- ТАМИ

Рассматриваются вопросы определения поглощенной дозы при вдыхании радона с дочерними продуктами, при этом учитывается вклад как «свободной», так и «связанной» активности.

Показано, что даже при наличии относительно большого количества «свободных» атомов $\text{RaA}(\text{Po}^{218})$ в воздухе пренебрежение вкладом $\text{RaB}(\text{Pb}^{214})$ и $\text{RaC}(\text{Bi}^{214})$ может привести к значительным погрешностям в оценке поглощенной дозы; также анализируется «скрытая энергия» как характеристика радиационной опасности при вдыхании радона.

ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ ВКЛАД В ДОЗУ «СВОБОДНОЙ» И «СВЯ- ЗАННОЙ» АКТИВНОСТИ

За последние 10 лет в печати появилось большое количество работ, посвященных определению поглощенной дозы при вдыхании радона и продуктов его распада, которые являются основным источником радиационной опасности в урановых рудниках и на других производствах [1, 2].

Помимо трудностей, связанных с наличием различного рода изотопов, отличающихся друг от друга как по видам излучения, так и по энергиям и периодам полураспада, в данном случае возникает особая трудность, связанная с присутствием в воздухе так называемых «свободных атомов» (или неприсоединившейся активности). Это обусловлено тем, что инертный газ (Rn) превращается в короткоживущий изотоп полония (RaA), причем время присоединения атомов активного вещества к частицам пыли оказывается сравнимым с периодом полураспада. Известно, что поглощенная доза с учетом коэффициента относительной биологической эффективности (ОБЭ), иначе говоря, поглощенная доза в бэрад ($D_{\text{бэр}}$) связана с поглощенной дозой в радах ($D_{\text{рад}}$) соотношением

$$D_{\text{бэр}} = D_{\text{рад}} (\text{ОБЭ})$$

или для α -излучения (ОБЭ=10) $D_{\text{бэр}} = 10 D_{\text{рад}}$.

В работе [1] дан вывод формул для интегральной поглощенной дозы

$$D_1 = a q v_i \delta \{ \eta_A [\varphi'_A(t) + \psi'_A(t)] + \eta_B [\varphi'_B(t) + \psi'_B(t)] + \eta_C [\varphi'_C(t) + \psi'_C(t)] \}_{\text{эрг}}^* \quad (1)$$

где $a = 2,22 \cdot 10^{12} \frac{\text{расп/мин}}{\text{кюри}}$.

* Механизмы биологического выведения в расчет не принимаются, так как в данном случае $\lambda_{\text{рад}} \gg \lambda_{\text{биол}}$. В общем случае в функциях φ и ψ нужно заменить $\lambda_{\text{рад}}$ на $\lambda_{\text{эфф}}$.

q — концентрация Rn;
 v_t — дыхательный объем в минуту;
 δ — коэффициент задержки;
 η_A, η_B и η_C — степени равновесности соответственно RaA, RaB, RaC;
 $\varphi_A(t), \psi_A(t), \varphi_B(t), \psi_B(t), \varphi_C(t), \psi_C(t)$ — функции, дающие пред-

ставление о вкладе в поглощенную дозу каждого из дочерних продуктов соответственно за время вдыхания и после удаления из атмосферы радона. В работе [2] приведены графики этих функций для времени $t \leq 200$ мин.

В настоящей работе для выяснения вклада свободной и связанной активности в поглощенную дозу, а также с целью определения поглощенной дозы непосредственно в бэрадах формула из работы [2] будет представлена в несколько ином виде.

Для учета вклада свободной и связанной активностей рассмотрим два случая:

а) когда концентрация пыли в воздухе относительно низка, т. е. равна или меньше 10^6 *част/см³**, что соответствует относительно большой концентрации свободных атомов;

б) когда концентрация аэрозолей в воздухе выше 10^6 *част/см³*, что соответствует весьма малому содержанию свободных атомов в атмосфере.

В первом случае коэффициенты осаждения δ_A, δ_B и δ_C не равны между собой и формула (1) должна быть преобразована таким образом, чтобы слагаемые, соответствующие вкладу каждого из дочерних продуктов, входили в нее со своими коэффициентами задержки.

Во втором случае при расчете поглощенной дозы на всю дыхательную систему в целом, когда число свободных атомов мало, мы принимаем, что $\delta_A = \delta_B = \delta_C$. Несмотря на то, что такая модель является первым приближением, следует считать, что известные основания для такого разделения имеются. В ряде работ показана особая роль частиц с высокой подвижностью и соответственно диффузионным механизмом осаждения при движении в цилиндрических каналах.

В то же время для обычных тонковолокнистых фильтров коэффициенты задержки для всех короткоживущих продуктов распада радона примерно равны. Несмотря на то, что отождествление фильтра и дыхательной системы было бы неправильным, опыты с тонковолокнистыми фильтрами дают основание считать, что осаждение аэрозолей в дыхательной системе будет происходить не только за счет эффекта касания и инерционного осаждения аэрозолей, но и за счет диффузионного осаждения, что уменьшит различие в коэффициентах задержки RaA, RaB и RaC в дыхательной системе.

Имея в виду вышесказанное, а также то, что

$$1 \text{ эрг} = 10^{-2} \text{ г} \cdot \text{рад} = 10^{-2} (\text{ОБЭ}) \text{ г} \cdot \text{бэрад} = 10^2 \text{ г} \cdot \text{мбэрад}$$

получим (при наличии заметных количеств «свободной» активности):

1. Поглощенная доза в мбэрадах для дыхательной системы в целом

$$\begin{aligned}
 D_{\text{бэрад}} = \frac{D_1}{m} av_t \delta [& \varphi_A(t) + \psi_A(t) + q_B [\varphi_B(t) + \psi_B(t) + q_C [\varphi_C(t) + \\
 & + \psi_C(t)]] = av_t \delta \{ q_A X_A(t) + q_B X_B(t) + q_C X_C(t) \}, \quad (2)
 \end{aligned}$$

где $q_A = q\eta_A$; $q_B = q\eta_B$; $q_C = q\eta_C$ — концентрации дочерних продуктов распада радона в воздухе. Функции $\varphi_A(t), \varphi_B(t), \varphi_C(t), \psi_A(t), \psi_B(t), \psi_C(t)$ дают представление о вкладе каждого из дочерних продуктов в вели-

* Величина 10^6 *част/см³* выбрана с учетом того, что согласно работе [4] концентрация свободных атомов составляет несколько процентов от всей аэрозольной активности.

чину поглощенной дозы в мбэрадах за время вдыхания после выхода из атмосферы радона.

Функции $X(t) = \varphi(t) + \psi(t)$, представленные на рисунке, дают в каждом случае суммарный вклад дочерних продуктов в величину поглощенной дозы за время вдыхания и после удаления из атмосферы радона каждого из изотопов. Размерность функций φ , ψ и X — мбэрад·мин².

В табл. 1 приведены показатели вклада в поглощенную дозу каждого из изотопов для дыхательной системы в целом.

2. Поглощенная доза в мбэрадах для трахеи (масса m_1)

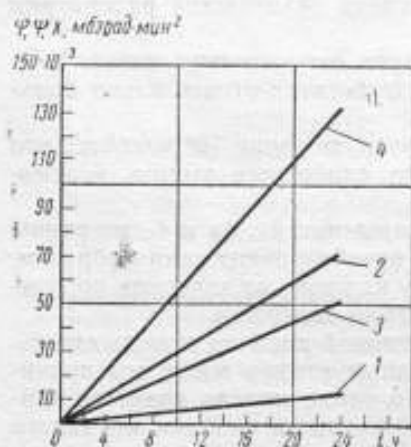
$$D_{\text{тр}}^{\text{доп}} = \frac{D_1}{m_1} = av_1 \frac{m}{m_1} \left[q_A \delta_A X_A(t) + q_B \delta_B X_B(t) + q_C \delta_C X_C(t) \right]. \quad (3)$$

Из формулы (3) и рисунка следует, что для больших промежутков времени вдыхания даже при наличии значительных количеств свободных атомов RaA в воздухе (и соответственно для большого значения коэффициента задержки δ_A) вклад от RaB, RaC в величину поглощенной дозы сравним с вкладом RaA. Поэтому нормирование по RaA и измерение одного RaA может привести к большим ошибкам при определении величины поглощенной дозы.

В работе [4] определялось значение коэффициента осаждения дочерних продуктов радона в трубках и условия опыта были весьма благоприятными с точки зрения наличия большого количества свободных атомов в воздухе, среднее значение коэффициентов осаждения, взятое из 100 опытов для трубки, которая может считаться моделью трахеи по размерам и скорости течения воздуха, составило

$$\delta_A = 0,17; \delta_B = 0,02; \delta_C = 0,007.$$

Существенным здесь является не абсолютное, а относительное значение коэффициентов осаждения RaA, RaB и RaC.



Графики функций, определяющих суммарный вклад дочерних продуктов в величину поглощенной дозы за время вдыхания и после удаления из атмосферы радона каждого из изотопов:

1 — $x_A^2(t)$; 2 — $x_B^2(t)$; 3 — $x_C^2(t)$;
4 — $S(t)$.

По этим величинам был рассчитан процентный вклад в поглощенную дозу каждого из дочерних продуктов для того, чтобы определить, в каких случаях допустимо пренебрегать измерением концентрации одного или нескольких дочерних продуктов радона.

Таблица 1

Вклад в поглощенную дозу каждого из изотопов для дыхательной системы в целом (в процентах)

Отношение концентраций RaA, RaB и RaC соответственно	RaA	RaB	RaC
1:1:1	10	51	39
1:0,8:0,6	13	50	37
1:0,6:0,4	19	54	27
1:0,6:0,4	35	52	13
1:0,1:0,01	65	32	3

Примечание. Коэффициенты задержки равны между собой.

Таблица 2

Вклад в поглощенную дозу каждого из дочерних продуктов распада радона (в процентах)

Отношение концентраций RaA, RaB и RaC соответственно	RaA	RaB	RaC
1:1:1	62	36	2
1:0,8:0,6	67	31	2
1:0,6:0,4	73	26	1
1:0,3:0,1	85	14,5	0,5
1:0,1:0,01	95	5	0

Примечание. Отношение коэффициента задержки 1:0,12:0,05 (соответствует таблице).

В табл. 2 представлены результаты расчетов по формуле (3) относительно вклада каждого из дочерних продуктов при различных соотношениях между ними и при отношении $\delta_A : \delta_B : \delta_C$, полученном в наших экспериментах (по усредненным данным). Аналогичные результаты получаются и в том случае, если для концентраций свободных атомов RaA, RaB и RaC взять значения, полученные расчетным путем [4].

Основной вывод, который может быть сделан из этих расчетов, заключается в том, что вкладом RaB и RaC ни в коем случае пренебрегать нельзя. Это значит, что нормирование дочерних продуктов радона по RaA и измерение концентрации только RaA является неправильным даже в тех случаях, когда свободных атомов в воздухе много.

«СКРЫТАЯ ЭНЕРГИЯ»

За последние годы в практике работы дозиметрических служб наша довольно широкое распространение еще одна величина, которая применяется в качестве характеристики действия радиоактивных изотопов — дочерних продуктов распада радона на дыхательную систему человека. Речь идет о так называемой «скрытой энергии», которая впервые была введена в работе [5]. «Скрытой энергией» называют выделившуюся в органах дыхания суммарную энергию α -излучателей — короткоживущих дочерних продуктов распада радона в мэгаэлектронвольтах из 1 л воздуха:

$$E_s = 13,7 \frac{q_A}{\lambda_A} 222 \cdot 10^{10} + 7,7 \cdot 222 \cdot 10^{10} \left(\frac{q_B}{\lambda_B} + \frac{q_C}{\lambda_C} \right) =$$

$$= 1,34 \cdot 10^{14} (q_A + 5q_B + 3,6q_C).$$

Определенная таким образом «скрытая энергия» в широком диапазоне отношений концентраций RaA, RaB и RaC и времени фильтрации Θ пропорциональна скорости счета фильтра пробы воздуха через 1 ч после окончания прокачки.

В работе [6] показано, что при определении «скрытой энергии» по скорости счета фильтра время фильтрации может быть сокращено до 13—15 мин.

Следует, однако, отметить, что во всех работах, касающихся «скрытой энергии», предполагается, что эта величина является достаточно полной дозиметрической характеристикой в данном конкретном случае.

Поскольку введение понятия «скрытая энергия» представляет собой особый случай в радиационной дозиметрии, необходимо, на наш взгляд, объективно оценить все преимущества и недостатки, связанные с введением этой новой величины.

Основным преимуществом введения этого понятия является простая зависимость между скрытой энергией и скоростью α -счета активного осадка после окончания фильтрации, что делает этот метод достаточно простым.

Необходимо, однако, отметить, что введение «скрытой энергии» ставит дочерние продукты радона в особое положение, хотя эти излучатели и являются изотопами полония, висмута, свинца и для них приняты те же величины и единицы измерения, что и для других радиоактивных изотопов. Кроме того, введение понятия «скрытой энергии» находится в противоречии с ГОСТ 8848—63 «Единицы радиоактивности и ионизирующих излучений».

Однако самым существенным недостатком метода оценки радиационной опасности по величине «скрытой энергии» является то, что в нем не может быть учтена разница в коэффициентах осаждения. Это обстоятельство при наличии значительных количеств «свободной» активности приведет к очень большим погрешностям в оценке действия дочерних продуктов радона на органы дыхания.

Необходимо подчеркнуть следующее: вопрос о роли «свободных» атомов обсуждается в литературе уже в течение многих лет, однако отсутствие надежных методов измерения приводит к тому, что содержание в воздухе рудников «свободной» активности оценивается по-разному, а экспериментальные работы, в том числе и работа [7], содержат ряд неясных моментов, в частности, вопрос о методе измерения активности RaA. К сожалению, до сих пор проведено недостаточно биологических исследований, которые помогли бы дать оценку метода определения радиоактивных элементов, осевших в дыхательных путях. Существенной помехой оценки радиационной опасности является различие в весе тканей человеческого организма (трахей, бронх, дыхательных путей в целом). Поэтому вопрос о радиационной опасности при вдыхании радона с дочерними продуктами необходимо решать в двух направлениях: разрабатывать точные методы определения концентрации «свободной» и «связанной» активности и вести биологические исследования действия радона и его дочерних продуктов на организм человека.

Литература

1. Хульквист Б. Ионизирующее излучение естественных источников. М., ИИЛ, 1959.
2. Рузер Л. С. Атомная энергия, 1958, т. 4, вып. 2, стр. 144.
3. Croft J. F., Perry K. E. G., Wunfrith A. E. E., Oktober, 1962, w. 5856, s. C. C. 10, P. M. F.
4. Земсков Б. Г., Лабушкин В. Г., Полев Н. М., Рузер Л. С. Теоретические исследования в области физики. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 80(140), 1966.
5. Холэйди Д. А. и др. Проблема радона в урановых рудниках. М., Госатомиздат, 1961.
6. Марков К. П., Рябов Н. В., Стась К. Н. Атомная энергия, 1962, т. 12, вып. 4.
7. Chamberlain A. C., Dayson E. D. The British Journal of Radiology 29, 1956, № 342, 317.

Статья поступила 5 мая 1965 г.

В. П. АНТИПЕНКОВ, Б. В. АРТЕМОВ,
Л. С. КУЗНЕЦОВ, В. Г. ЛАБУШКИН, Л. С. РУЗЕР,
Р. В. ХОРЬКОВ, А. И. ЦЫГАНОВ

ОБРАЗЦОВАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ДОЧЕРНИХ ПРОДУКТОВ РАДО- НА В ВОЗДУХЕ

Описывается установка для определения содержания в воздухе короткоживущих дочерних продуктов радона. Для разделения дочерних продуктов в отобранной пробе на фильтре используют спектрометрический метод α - и β -активности, что снижает погрешность в определении концентраций RaA, RaB и RaC примерно на порядок.

Как было показано в работе [1], наиболее точным методом определения концентраций дочерних продуктов радона в воздухе является метод, основанный на раздельном измерении активности каждого из дочерних продуктов. Для измерения концентраций RaA (Po^{218}), RaB (Pb^{214}), RaC (Bi^{214}) и RaC' (Po^{214}) нами была разработана спектрометрическая установка, функциональная схема которой изображена на рис. 1.

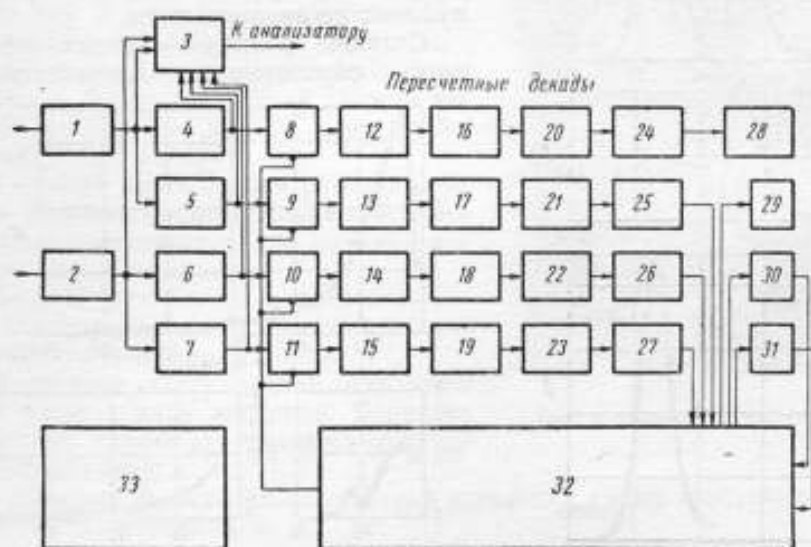


Рис. 1. Функциональная схема спектрометрической установки.

1 — спектрометрический усилитель α -канала; 2 — спектрометрический усилитель β -канала; 3 — схема линейного пропускания; 4 — интегральный дискриминатор; 5 — дифференциальный дискриминатор; 6 — интегральный дискриминатор; 7 — дифференциальный дискриминатор; 8, 9, 10 и 11 — схема пропускания; 12, 13, 14 и 15 — первый разряд; 16, 17, 18 и 19 — второй разряд; 20, 21, 22 и 23 — третий разряд; 24, 25, 26 и 27 — четвертый разряд; 28, 29, 30 и 31 — пятый разряд; 32 — устройство управления; 33 — блок питания.

Отбор проб производится путем прокачки заданного объема воздуха через спектрометрический фильтр ЛФС-1 ротационной воздушодувкой типа ПРВ-1М. Фильтр с аэрозольной пробой помещается в блок сцинтилляционных датчиков, позволяющий производить одновременно измерение α - и β -излучения.

Датчиком α -излучения служит кристалл CsJ (Tl) толщиной 0,1 мм и спектрометрический фотоумножитель ФЭУ-38, а датчиком β -излучения — кристалл антрацена толщиной 20 мм и ФЭУ-13.

Импульсы с анодов фотоумножителей поступают на вход соответственно α и β -каналов установки. Каждый канал состоит из спектрометрического усилителя, интегрального и дифференциального дискриминаторов и двух пересчетных схем емкостью 10^5 импульсов каждая.

В каналах осуществляется счет импульсов, поступающих с датчиков, усиливаемых с помощью спектрометрических усилителей, причем в каждом канале может считаться не только весь спектр импульсов усилителя, но и определенный участок. Выбор этого участка спектра производят с помощью интегрального или дифференциального дискриминатора. Схема линейного пропускания, входящая в установку, позволяет с помощью многоканального амплитудного анализатора импульсов наблюдать как весь спектр импульсов с выхода усилителя, так и ту его часть, которая проходит на счетную схему какого-либо канала. Для этого один вход схемы подключают к выходу усилителя, другой — к вы-

ходу дискриминатора в соответствующем канале, а выход ее — ко входу анализатора.

В каждом канале выходы дискриминатора связаны со счетной схемой через схемы пропускания. В зависимости от напряжения на управляющем входе этих схем, вырабатываемого в блоке управления, импульсы с выхода дискриминаторов либо пропускаются на счетную схему, либо не пропускаются.

Старшие разряды счетных каналов могут образовывать дополнительную

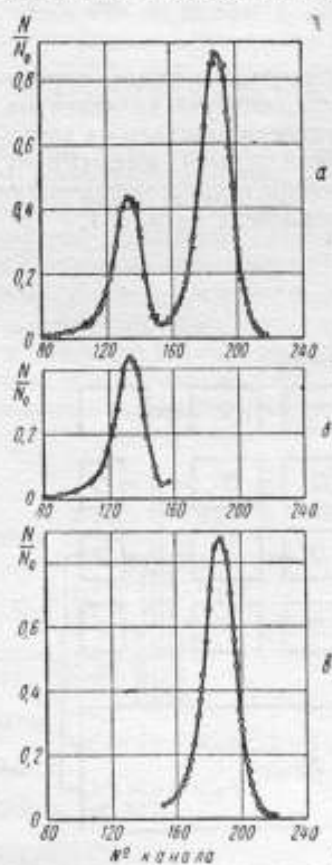


Рис. 2. Процедура разделения α -спектра:

а — суммарный α -спектр; б — спектр RaA; в — спектр RaC'

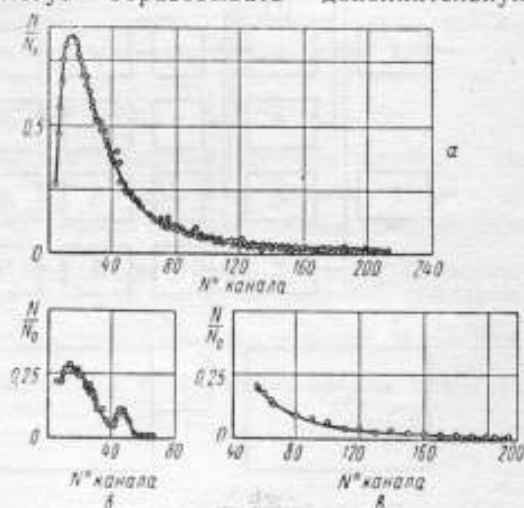


Рис. 3. Процедура разделения β -спектра:

а — суммарный β -спектр; б — спектр Cs^{137} ; в — спектр RaC.

счетную схему емкостью 10^3 импульсов, предназначенную для измерения интервала времени от момента окончания прокачки воздуха через фильтр до начала измерения. Необходима для этого коммутация между пересчетными декадами осуществляется устройством управления.

Установка имеет два режима работы:

1. Режим управления работой воздухоудвки, в котором одновременно с прокачкой можно производить проверку работы счетных каналов по образцовому (градуировочному) источнику или измерять фон.

2. Режим измерения.

Время прокачки и время измерения задается либо вручную, либо автоматически, причем автоматически могут быть заданы интервалы времени прокачки в 30; 100; 300; 1000; 3000 сек и интервалы времени измерения в 3; 10; 30; 100; 300; 1000; 3000 сек. Альфа-спектр аэрозольной пробы дочерних продуктов радона, состоящий из двух пиков энергией 6 и 7,68 Мэв соответственно, разделяется с помощью дискриминаторов на два участка, каждый из которых регистрируется соответствующей пересчетной схемой.

Для разделения непрерывного β -спектра используется интегральный дискриминатор, порог которого устанавливается по конверсионной β -линии Cs^{137} ($E_{\beta} = -0,624$ Мэв).

Процедура разделения α - и β -спектров изображена на рис. 2 а, б и в и 3 а, б и в.

На рис. 4 дан общий вид установки. Все функциональные блоки, входящие в состав установки, кроме датчиков, размещены в стойке, на задней стороне которой имеются две дверцы для доступа к межблочным соединениям.

В нижней части стойки расположены блоки низковольтного питания и высоковольтный выпрямитель для питания фотумножителей датчиков.

Монтаж всех блоков выполнен на рамах (лонжеронах), что позволяет быстро заменять неисправный блок.

В средней части стойки находится блок управления и контроля. Передняя наклонная панель его является пультом управления стойки.

Основные функциональные блоки установки имеют следующие технические характеристики:

а) спектрометрический усилитель:

входное сопротивление, ом	1
коэффициент усиления по току	300
линейность амплитудной характеристики в диапазоне выходных амплитуд до 20 в, %	не хуже 2
смещение нулевой линии при интенсивности сигнала помехи $3 \cdot 10^4$ имп/сек, %	не более 1;

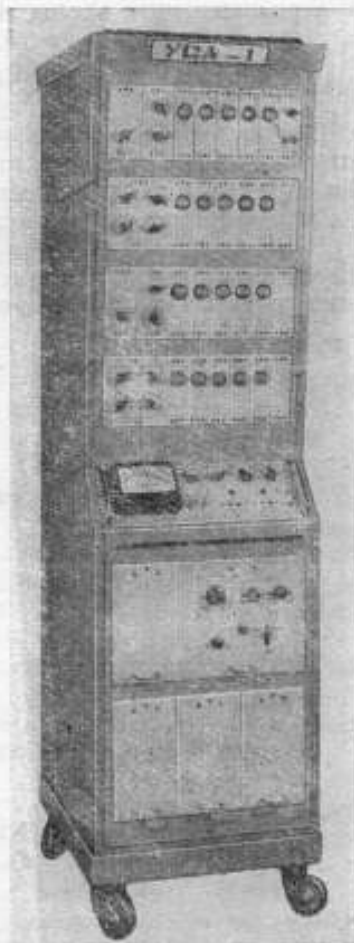


Рис. 4. Общий вид установки

б) интегральный дискриминатор:	
число ступеней дискриминации	100
величина одной ступени, v	0,1
амплитуда выходных импульсов, v	5
длительность выходных импульсов, $\mu\text{сек}$	0,5;
в) схема линейного пропускания:	
разрешающее время, $\mu\text{сек}$	5 и 100
коэффициент передачи	около 1
амплитудная характеристика в диапазоне входных сигналов до 10 v линейна с точностью, %	2;
г) пересчетный блок:	
разрешающее время, $\mu\text{сек}$	не хуже 3
чувствительность, v	не хуже 3
длительность входного сигнала, $\mu\text{сек}$	0,8—1,0
амплитуда выходного импульса, v	около 10

При помощи описанной установки можно проводить измерения концентраций дочерних продуктов радона на уровне предельно-допустимых концентраций в течение нескольких минут (при скорости фильтрации 20 л/мин и времени фильтрации 5 мин).

Данная установка будет использована в качестве образцовой при поверке аэрозольных радиометров, служащих для определения концентраций дочерних продуктов радона в воздухе.

Литература

1. Лабушкин В. Г., Рузер Л. С. Атомная энергия, 1965, т. 19, вып. 1.

Статья поступила 5 мая 1965 г.

А. П. ЕРМИЛОВ, В. Г. ЛАБУШКИН,
Л. С. РУЗЕР, Э. К. СТЕПАНОВ,
Н. В. ТЮТИКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЕСТЕСТВЕННЫХ α -АКТИВНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ ПО ГЛУБИНЕ ФИЛЬТРА

Рассматривается вопрос распределения аэрозольных частиц по глубине фильтра. Приводятся экспериментальные данные о распределении аэрозольных частиц естественного происхождения по глубине фильтров типов НЭЛ-2 и АФА-РМП, выпускаемых отечественной промышленностью.

Вопрос о распределении аэрозольных частиц по глубине фильтра имеет большое значение при определении концентрации радиоактивных аэрозолей в воздухе методами, основанными на α -спектрометрии активного осадка аэрозольной пробы.

Исследования распределения α -активных аэрозолей по глубине фильтра проводились неоднократно [1, 2]. В работе [1] величина энергетического разрешения применяемой аппаратуры составляла 10%. В работе [2], где использовался полупроводниковый α -спектрометр, величина энергетического разрешения спектрометра не приводится, что не дает возможности судить о точности полученных результатов.

В описываемой работе было исследовано распределение естественных α -активных аэрозолей по глубине фильтров типов НЭЛ-2 и АФА-РМП при помощи полупроводникового α -спектрометра с кремниевым n - p -детектором, имеющим собственное разрешение 0,6% по линии RaC' (Po^{214}).

Глубину проникновения аэрозольных частиц в материал фильтра определяли измерением потери энергии α -излучения дочерних продуктов радона, находящихся на пылевых частицах.

Пробы воздуха, содержащего радон с дочерними продуктами, отбирались из камеры I КА-НЖ, в которой находился открытый источник Ra^{226} активностью 10^{-5} кюри. Все спектрометрические измерения осуществляли в вакуумной камере. Анализ импульсов проводили при помощи анализатора АИ-256.

Для выполнения поставленной задачи необходимо было знать зависимость поглощения энергии α -частиц RaC' с $E_{\alpha} = 7,68$ Мэв в материале фильтра от толщины поглощающего слоя фильтровальной ткани. Источник α -частиц RaC' , необходимый для установления этой зависимости, был получен при прокачивании воздуха из камеры, содержащей радон, через спектрометрический фильтр ЛФС толщиной $0,28$ мг/см². Собственное разрешение такого источника составило 0,8%.

Закрывая половину поверхности полученного источника различным числом слоев фильтра ЛФС и измеряя сдвиг максимума энергетического распределения α -частиц RaC' , обусловленный поглощением энергии α -частиц в материале фильтровальной ткани, можно получить интере-

сующую нас зависимость поглощения энергии α -частиц RaC' в материале фильтра. На рис. 1 приведена спектрограмма, соответствующая случаю, когда половина источника покрывалась тремя слоями фильтра ЛФС (что соответствует толщине поглощающего слоя $h=0,84 \text{ мг/см}^2$).

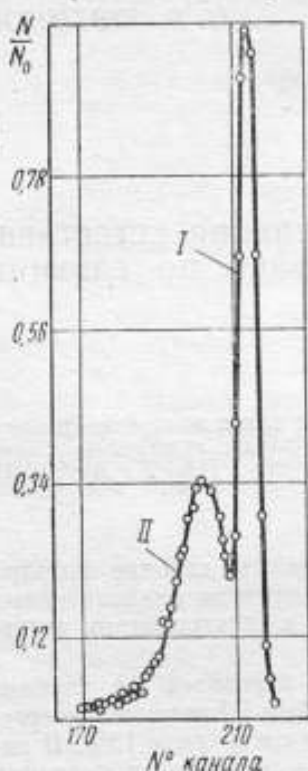


Рис. 1. Спектрограмма α -источника RaC' , половина которого покрыта тремя слоями фильтра ЛФС.

Пик I соответствует открытой части источника, пик II — части, покрытой тремя слоями фильтра. Сравнительно плохое разрешение пика II можно объяснить неравномерностью толщины слоя поглотителя. Это проверяли экспериментально, сравнивая энергетическое распределение α -частиц, прошедших через фильтр, с энергетическим распределением α -частиц, прошедших эквивалентный толщине фильтра слой воздуха, где неравномерность толщины слоя практически отсутствует.

На рис. 2,а представлена полученная зависимость $E=E(h)$. На рис. 2,б приведены α -спектры RaC' , осажденного в фильтрах НЭЛ-2 (кривая 1) и АФА-РМП (кривая 2). Каждому значению энергии по оси x рис. 2,б соответствует определенная глубина фильтра h (мг/см^2) по оси y рис. 2,а. На рис. 2,в представлена зависимость степени проникновения частиц аэрозоля в фильтровальную ткань, полученная из рис. 2,а и б. Последовательность построения кривых $N=N(h)$ изображена стрелками на рис. 2. На рис. 3 дана эта зависимость в полупологарифмическом масштабе.

Ниже приведены сравнительные характеристики фильтров НЭЛ-2 и АФА-РМП.

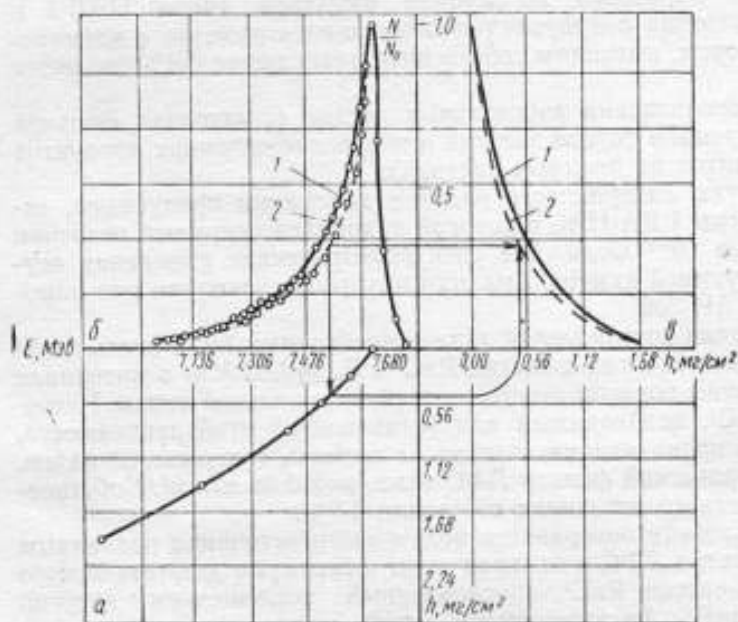


Рис. 2. Схема получения зависимости числа аэрозольных частиц от глубины фильтра:

а — зависимость потери энергии α -частиц от глубины фильтра, б — α -спектры RaC' , осажденного в фильтрах НЭЛ-2 (кривая 1) и АФА-РМП (кривая 2); в — зависимость числа аэрозольных частиц от глубины фильтра.

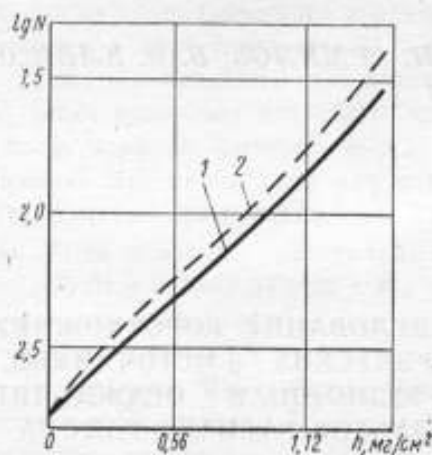


Рис. 3. Зависимость числа аэрозольных частиц от глубины фильтра (полулогарифмический масштаб):

1 — фильтр НЭЛ-2, 2 — фильтр АФА-РМП.

	Фильтр НЭЛ-2	Фильтр АФА-РМП
Толщина фильтра Δ , мг/см ² . . .	2,07	3,07
Скорость фильтрации, см/сек . . .	28	28
Глубина слоя, соответствующая осаждению 50% задержанных фильтром аэрозольных частиц Δ_{50} , мг/см ² . . .	0,39	0,35
Относительная толщина слоя, в котором осаждается 50% активности, %	19	22

Изложенная методика позволяет непосредственно измерять распределение α -активных аэрозолей по глубине фильтра и показывает большие возможности применения полупроводниковых детекторов в аэрозольной технике.

Высокая точность в измерении энергетического разрешения α -излучения делает возможным применение полупроводниковых детекторов для одновременного определения изотопного состава и распределения по дисперсности аэрозолей.

Литература

1. Sittkus A. und Backheuer K., Staub, Bd. 23(1963), Nr. 9, S. 419/423.
2. Volkhard Löbner, Staub, Bd 24 (1964), Nr 6, S. 217/221.

Статья поступила 5 мая 1965 г.

В. И. АЛБУЛ, А. П. ЕРМИЛОВ, В. В. КЛИНОВ,
В. Г. ЛАБУШКИН

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ α -ИСТОЧНИКОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ДИФФУЗИОННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ ДОЧЕРНИХ ПРОДУКТОВ РАСПАДА РАДОНА

Приводятся результаты исследования короткоживущих спектрометрических α -источников, полученных методом диффузионного осаждения дочерних продуктов распада радона, а также сравниваются спектрометрические свойства указанных источников и источников, полученных другими методами.

В последнее время как у нас в стране, так и за рубежом интенсивно развивается спектрометрия радиоактивных излучений с помощью полупроводниковых детекторов. Для спектрометрии α -излучения большое применение нашли поверхностно-барьерные полупроводниковые детекторы. Высокое энергетическое разрешение α -спектрометров с полупроводниковыми детекторами предъявляет повышенные требования к спектрометрическим α -источникам, которые используют для градуировки и определения основных параметров этих α -спектрометров.

Обычно [1] для изготовления таких источников применяют долгоживущие α -излучатели U^{233} , Pu^{239} , Am^{241} . К недостаткам таких источников можно отнести:

1. Узкий энергетический диапазон E_{α} .

U^{233}	4,82 Мэв
Pu^{239}	5,15 Мэв
Am^{241}	5,48 Мэв.

2. Конечную толщину активного слоя источника, что при увеличении удельной активности приводит к ухудшению собственного энергетического разрешения источника за счет самопоглощения в активном слое.

3. Сложность технологии изготовления источников, требующая специального дорогостоящего оборудования.

4. Ухудшение в течение определенного времени спектрометрических свойств источников, что связано с загрязнением поверхности источника.

Кроме таких источников, для градуировки α -спектрометров могут быть использованы изготавливаемые Радиевым институтом АН СССР незманирующие радиевые источники [2], которые обладают достаточным энергетическим диапазоном. К их недостаткам следует отнести сдвиг спектральных линий по энергии, что является результатом поглощения энергии α -частиц в пленке, покрывающей радиоактивный слой.

Нами были изготовлены спектрометрические α -источники методом диффузионного осаждения короткоживущих продуктов распада радона (Rn^{222}) на полированную поверхность. На рис. 1 показан принцип устройства для получения спектрометрических короткоживущих α -источников.

Устройство состоит из цилиндрического корпуса с пятью отверстиями и двух дисков. Нижний диск (поворотный) с шестью отверстиями, в которые могут помещаться подложки для источников. Единственное отверстие верхнего диска позволяет извлекать полученный источник. Диски и верхняя часть корпуса притерты между собой, что делает устройство герметичным. Это необходимо для сохранения равновесия между радоном и продуктами его распада.

Таким образом были получены источники с двумя α -линиями $RaA (Po^{218})$ с $E_{\alpha} = 5,998 \text{ Мэв}$ и $RaC' (Po^{214})$ с $E_{\alpha} = 7,680 \text{ Мэв}$ (рис. 2).

Сравнение спектров изготовленных нами источников (рис. 2), спектров неземанирующего источника Ra^{226} (рис. 3), спектрометрического триплета (рис. 4), изготовленного электролитическим способом, показало, что спектры, снятые с использованием источника, изготовленного методом диффузионного осаждения дочерних продуктов радона, обладают меньшей полушириной линии и имеют сдвиг в сторону больших энергий по сравнению с неземанирующим источником Ra^{226} на 50 кэв. При достаточной концентрации радона время изготовления

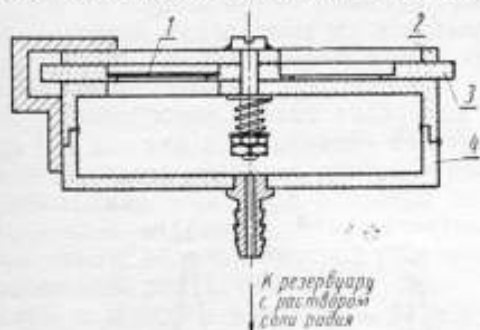


Рис. 1. Устройство для изготовления α -источников:

1 — изготавливаемый источник; 2 — верхний неподвижный диск; 3 — поворотный диск; 4 — камера.

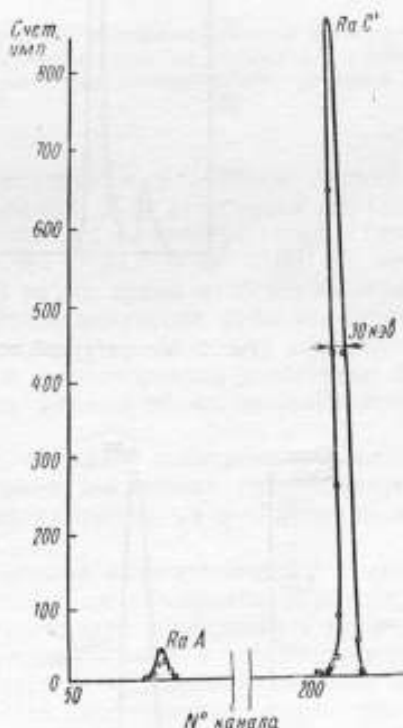


Рис. 2. Аппаратурный спектр источника, изготовленного методом диффузионного осаждения.

источника составляет несколько минут. Через 3 ч источник почти полностью распадается, что делает его безопасным в обращении. Если использовать в качестве материнского вещества смесь Ra^{226} и радиотория, то можно получить источник с большим числом линий.

Хорошие спектрометрические свойства и широкий энергетический диапазон линий в таком источнике (5,998—8,780 Мэв) позволит применять их при градуировке и проверке основных параметров полупроводниковых α -спектрометров.

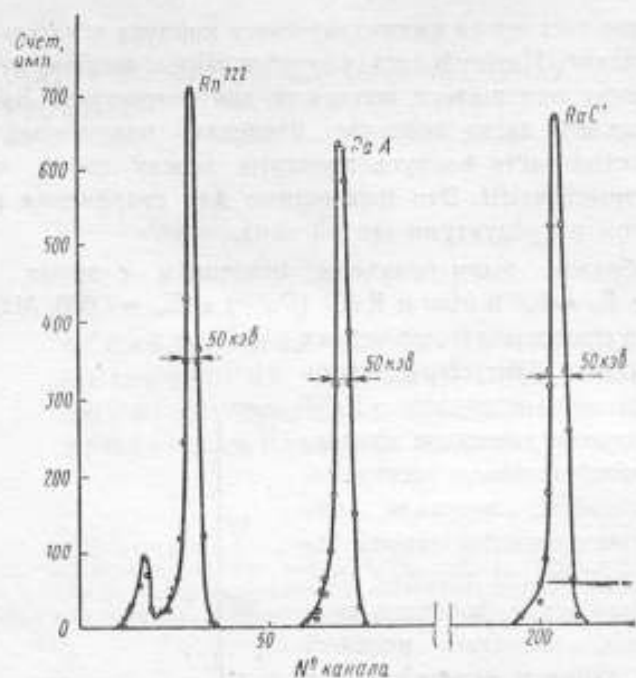


Рис. 3. Аппаратурный спектр незманирующего источника Ra^{226} .

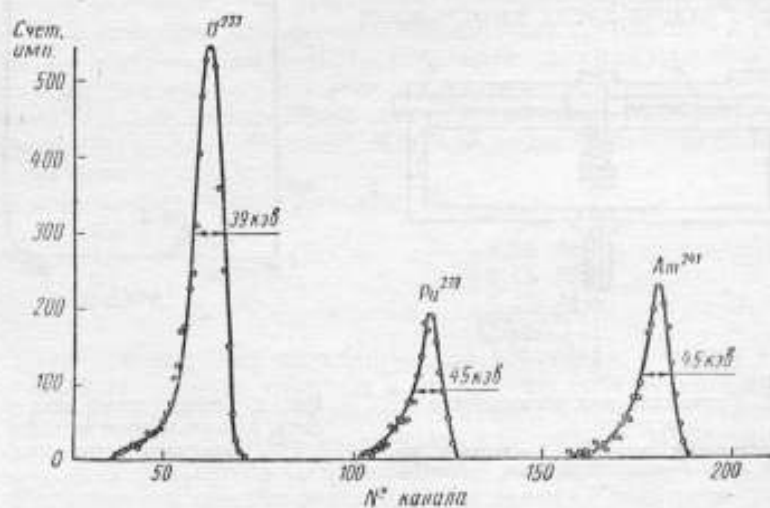


Рис. 4. Аппаратурный спектр триплета U^{233} , Pu^{239} , Am^{241} .

Литература

1. Сборник радиохимических и дозиметрических методик под ред. Н. Г. Гусева и др. М., Медгиз, 1959.
2. Лабушкин В. Г., Рузер Л. С. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 1.

Статья поступила 16 июня 1965 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАЗЦОВЫХ α -ИСТОЧНИКОВ

Приводится краткое описание α -спектрометра с полупроводниковым детектором. На этом спектрометре исследованы энергетические спектры образцовых α -источников, с помощью которых можно получать ряд дополнительных сведений об этих источниках.

Основными характеристиками образцовых α -источников являются активность и спектральный состав излучения. Для аттестации образцовых α -источников по активности разработана различная эталонная и образцовая аппаратура (установки УСЧ-2 и УСЧ-5 во ВНИИМ, проточный 4П-счетчик во ВНИИФТРИ). В то же время аттестация образцовых источников по спектральному составу излучения из-за отсутствия приемлемых методик и аппаратуры в институтах Комитета стандартов не производилась. Для наиболее полной и всесторонней аттестации образцовых источников необходимо иметь данные об их энергетическом спектре.

В настоящее время известен ряд методов спектрометрирования α -излучений, основанных на использовании магнитных спектрометров, импульсных ионизационных камер, сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов.

Проведенная оценка различных методов α -спектрометрии показала [1], что для исследования спектральных характеристик образцовых α -излучателей наиболее удобно и целесообразно использовать принцип регистрации α -частиц с помощью полупроводникового детектора ионизирующих излучений. Альфа-спектрометры с полупроводниковыми детекторами, обладая высокой разрешающей способностью, имеют дополнительный ряд преимуществ. Это — минимальный фон, нечувствительность к мощным магнитным, β - и γ -полям, почти 100%-ная эффективность регистрации α -частиц, малое время нарастания выходных импульсов (быстродействие). Кроме того, α -спектрометры с полупроводниковым детектором компактны, экономичны, просты в эксплуатации и обладают достаточно большой пропускной способностью.

На рис. 1 представлена блок-схема α -спектрометра, разработанного во ВНИИФТРИ. В качестве детектора α -излучений использовался поверхностно-барьерный полупроводниковый детектор, изготовленный из монокристаллического кремния с удельным сопротивлением $\rho = 200 \text{ ом} \cdot \text{см}$.

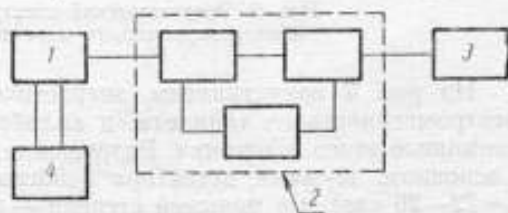


Рис. 1. Блок-схема α -спектрометра с полупроводниковым детектором:

1 — вакуумная камера; 2 — электронная часть; 3 — регистрирующая аппаратура; 4 — система отщипки.

Электронная схема спектрометра состоит из низкошумящего зарядочувствительного предусилителя, аналогичного описанному в работе [2], линейного усилителя с регулируемыми дифференцирующей и интегрирующей цепями [1], экспандера [3] и блоков питания электронной аппаратуры и полупроводникового детектора. В качестве регистрирующей аппаратуры был применен анализатор импульсов АИ-256.

Разрешающая способность α -спектрометра составляет 25—30 кэв ($\approx 0,5\%$ для α -частиц с энергией 5 Мэв), интегральная нелинейность не хуже 0,2% и временная нестабильность за 7 ч работы равна 0,2%. Среднеквадратический шум предусилителя, отнесенный ко входу, соответствует $\approx 2 \cdot 10^{-16}$ к при входной емкости 100 пф. Таким образом, разрешение, обусловленное шумами электронной аппаратуры, составляет 10 кэв.

Следовательно, по своим параметрам α -спектрометр, созданный во ВНИИФТРИ, следует отнести к прецизионным.

Для калибровки шкалы анализатора использовали спектрометрический источник (триплет) с изотопами U^{233} ($E_\alpha = 4,816$ Мэв), Pu^{239} ($E_\alpha = 5,147$ Мэв) и Am^{241} ($E_\alpha = 5,482$ Мэв). Коэффициент усиления и уровень экспандирования выбирали такими, чтобы обеспечить максимально возможное расширение спектральных линий источника. Это позволило с наибольшей точностью определить разрешающую способность спектрометра и положение точек максимумов амплитудного распределения импульсов от моноэнергетических α -частиц.

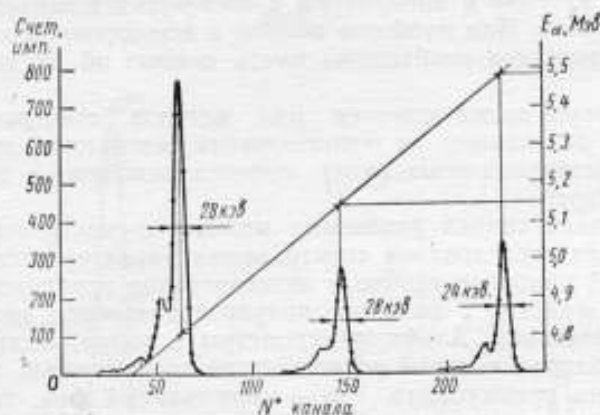


Рис. 2. Энергетический спектр калибровочного спектрометрического источника (триплета).

На рис. 2 представлены энергетический спектр калибровочного спектрометрического триплета и калибровочная прямая, построенная с помощью этого источника. Разрешение в данном случае определяется, в основном, шумами детектора (собственное разрешение детектора $\eta_d = 22$ — 26 кэв) и в меньшей степени — шумами электронной аппаратуры ($\eta_{эл} = 10$ кэв).

В связи с тем, что триплет изготовлен по специальной технологии и вклад, вносимый источником в ухудшение разрешения спектральных линий, является несущественным, положение максимумов спектра будет определять энергии, достаточно близкие к истинному значению энергий моноэнергетических α -частиц изотопов. Следовательно, по калибровочной прямой, определенной с помощью спектрометрического источника, можно измерять с достаточно высокой точностью энергии α -частиц других излучателей.

На α -спектрометре были сняты энергетические спектры ряда образцовых α -источников из U^{233} и Pu^{239} . Набор спектров проводился в условиях, аналогичных набору спектра от градуировочного триплета. На рис. 3 представлен совмещенный спектр от источника U^{233} и источника Pu^{239} . На этом же рисунке изображена калибровочная прямая, полученная с помощью триплета. Энергии α -частиц от источников U^{233} и Pu^{239} , измеренные по энергетической калибровочной прямой, составляют 4,650 Мэв и 5,100 Мэв соответственно. Таким образом, энергии моно-

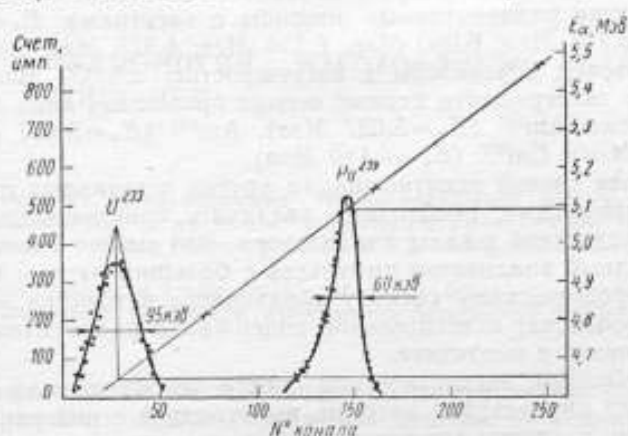


Рис. 3. Спектры образцовых α -источников из U^{233} и Pu^{239} .

энергетических α -частиц уменьшились по отношению к истинному значению энергий приблизительно на 170 кэв (для источника U^{233}) и приблизительно на 50 кэв (для источника Pu^{239}).

Потеря энергии α -частицами обусловлена в основном прохождением их через пленку, покрывающую активную поверхность источника. По-

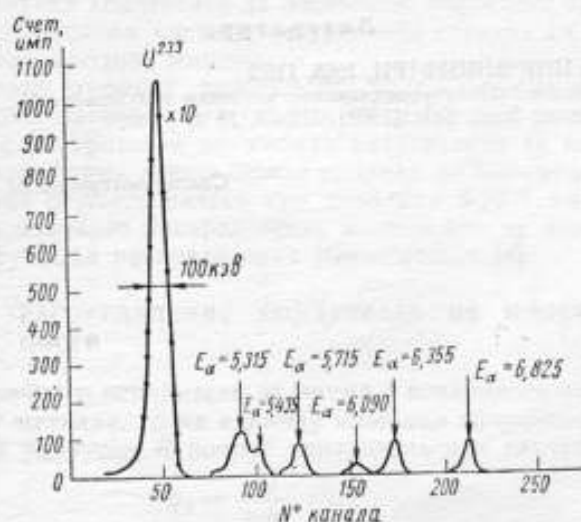


Рис. 4. Энергетический спектр образцового источника U^{233} с радиоактивными примесями.

этому по сдвигу спектральных линий можно определять толщину защитной пленки в единицах потерянной энергии (кэв) или в линейных единицах (мкм) при известной плотности материала пленки ρ . Качествен-

ным критерием толщины защитной пленки источника может служить и разрешение спектра. Для источника с более толстой пленкой (U^{233}) разрешение существенно ухудшается.

Большой интерес представляет исследование радиоактивных примесей в образцовых α -источниках с целью определения в них других радиоактивных изотопов, находящихся в виде примесей. Энергетический спектр одного из таких источников U^{233} показан на рис. 4.

Здесь видно, что наряду с основным изотопом U^{233} в источнике имеются другие радиоактивные изотопы с энергиями $E_{\alpha}=5,315$ Мэв; 5,435 Мэв; 5,715 Мэв; 6,090 Мэв; 6,355 Мэв; 6,825 Мэв. Энергии неизвестных изотопов определены с погрешностью $\pm 0,050$ Мэв. С учетом погрешности эксперимента первые четыре примесных пика можно отнести к изотопам Am^{243} ($E_{\alpha}=5,627$ Мэв), Am^{241} ($E_{\alpha}=5,482$ Мэв), Cm^{244} ($E_{\alpha}=5,756$ Мэв), Cm^{242} ($E_{\alpha}=6,110$ Мэв).

Для более точной идентификации других α -активных изотопов, являющихся примесями, необходимо увеличить чувствительность калибровки энергетической шкалы анализатора. Это можно сделать, используя амплитудный анализатор импульсов с большим числом каналов. По данному энергетическому спектру образцового источника можно установить (в процентах) относительное содержание радиоактивных примесей, находящихся в источнике.

Таким образом, энергетический спектр источника может быть использован для определения энергии, вылетающей с поверхности источника α -частиц, толщины защитной пленки, изотопного состава примесей и относительного содержания радиоактивных примесей в источнике.

Следовательно, энергетические спектры образцовых α -источников дают весьма ценные дополнительные сведения, которые нельзя получить при аттестации этих источников только по активности. Чтобы повысить качество аттестации образцовых источников необходимо в ближайшее время организовать аттестацию образцовых источников по их спектрам и в связи с этим пересмотреть требования, которые предъявляются в настоящее время к образцовым источникам.

Литература

1. Отчет по НИР ВНИИФТРИ, 1965, 115.2.
2. Сб. переводов: «Полупроводниковые счетчики излучений». М., Атомиздат, 1962.
3. IRE Trans on Nucl. Sci., (1961), NS-8, № 4, p. 10.

Статья поступила 23 сентября 1965 г.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВАНАДИЕВЫХ МИШЕНЕЙ

Рассматривается метод получения тонких ванадиевых мишеней. Полученные мишени диаметром 10 мм имеют равномерное распределение конденсата. На краях мишени толщина покрытия только на 5% отличается от толщины покрытий в центре.

Приводится расчет и графическая оценка для быстрого определения толщины пленок кольцевого испарителя, нагреваемого электронной бомбардировкой.

В ряде физических экспериментов по спектрометрии нейтронов необходимо применять тонкие ванадиевые мишени, вносящие энергетический разброс того же порядка, что и сам электростатический генератор. Как источник монохроматических нейтронов в диапазоне 5—120 кэВ реакция $V^{51}(p,n)Cr^{51}$ была известна давно, но не была достаточно широко использована [1]. Проведенный эксперимент на генераторе Ван-де-Граафа с энергией протонов 2—5 МэВ [2], где использовали мишень из естественного (99,76%) ванадия, полученную испарением в вакууме при помощи вольфрамового испарителя, позволил получить кривые выхода нейтронов. Мишени, как отмечают авторы, изготовленные таким методом, имели недостатки: образование окислов вольфрама и неравномерность распределения конденсата на плоскости; последнее приводит к существенным нарушениям чистоты нейтронного спектра из-за рассеяния протонов на неоднородной мишени.

Для создания мишеней, которые бы удовлетворяли поставленным требованиям, был проведен ряд опытов по испарению ванадия, в которых в качестве испарителей применяли нагреватели (в виде лодочки) из листового вольфрама и конические спирали из вольфрамовой проволоки. Испарение осуществлялось при давлении $8 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. В результате было получено распределение конденсата на плоскости, соответствующее функции распределения Векшинского [3].

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНДЕНСАТА НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Если с точечного испарителя за время t испарилось равномерно во все стороны Q металла, то на единицу площади сферической поверхности, описанной радиусом R вокруг испарителя как центра, испарилось

$$q_0 = \frac{Q}{4\pi R^2} \text{ г/см}^2 \quad (1)$$

толщиной

$$\tau = \frac{Q}{4\pi h^2 d} \text{ см}, \quad (2)$$

где d — плотность металла.

Если в течение всего опыта (время t) образование металлического пара шло равномерно, то $\frac{q_0}{t}$ определяет скорость поступления испаренного металла на единицу площади сферы радиусом R . Для металлов, полностью конденсирующихся на поверхности сферы, величину

$$\frac{q_0}{t} = \frac{Q}{t} \cdot \frac{1}{4\pi R^2} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек} \quad (3)$$

можно назвать скоростью конденсации, а величину q_0 , определяющую массу сконденсированного металла на 1 см^2 поверхности за все время опыта — удельной плотностью конденсата.

На практике точечный испаритель заменяется шариком радиусом R . Если Q выражает полное количество металла, испарившегося за время t в секундах, то

$$m = \frac{Q}{t \cdot 4\pi R^2} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек} \quad (4)$$

есть скорость испарения в вакууме.

Если испаритель находится на расстоянии h от поверхности конденсатора (рис. 1), то на элементе его поверхности dS_0 , лежащем у основания высоты h , из всего количества металла сконденсируется

$$dQ = \frac{Q}{4\pi h^2} dS_0.$$

Очевидно, что равенство

$$q_0 = \frac{dQ}{dS_0} = \frac{Q}{4\pi h^2} = \text{const}$$

выражает лишь условие равномерного распределения испаряющихся атомов во все стороны. Для любого элемента dS поверхности конденсатора, находящегося на расстоянии ρ от элемента dS_0 и лежащего в таком же телесном угле ω , количество сконденсированного на нем вещества должно быть равно dQ .

Фиг. 1. Распределение конденсата на плоскости из точечного испарителя.

Так как расстояние от элемента dS до центра испарителя равно R и направление потока, падающего на него, образует с нормалью угол φ , то

$$dS = dS_0 \frac{R^2}{h^2} \cdot \frac{1}{\cos \varphi}.$$

Подставляя $R^2 = \rho^2 + h^2$ и $\cos \varphi = \frac{h}{R}$,

$$\text{получаем } dS = dS_0 \frac{R^3}{h^3} = dS_0 \frac{(h^2 + \rho^2)^{\frac{3}{2}}}{h^3};$$

$$\text{обозначив } \frac{\rho}{h} = \alpha, \quad \text{имеем } dS = dS_0 (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{2}}.$$

И окончательно для распределения конденсата получим равенство

$$q = \frac{dQ}{dS} = \frac{Q}{4\pi h^2} \cdot \frac{1}{(1 + \alpha^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (5)$$

Постоянный множитель $\frac{Q}{4\pi h^2}$ выражает, как уже было сказано, плотность конденсата на сфере радиусом R или плотность на элементе конденсатора, лежащем у основания нормали, опущенной из центра сферического испарителя на плоскость конденсатора. Эта величина обозначена через q_0 . Выражение

$$\frac{q}{q_0} = \frac{1}{(1 + a^2)^{\frac{3}{2}}}$$

есть функция распределения конденсата, которая выведена на основе геометрических построений и не связана с какими-либо представлениями о механизме испарения. Причем независимая переменная не связана никаким определенным направлением радиуса ρ на поверхности конденсата. Это означает, что кривая функции симметрична во всех направлениях. Ось симметрии проходит через точку $\rho=0$, т. е. совпадает с нормалью, опущенной из центра сферического испарителя на плоскость конденсатора. Слой конденсата, получающийся на плоской поверхности от сферического испарителя, образует симметричный круговой холм.

В работе [3] было показано, что при любом законе пространственного распределения металлов на поверхности испаряющейся сферы, закон распределения конденсата не изменяется и не зависит от диаметра испарителя. Это имеет особое значение при больших скоростях испарения.

Таблица 1

Испаритель	Функция распределения	Поправки
Сфера	$q = \frac{Q}{4\pi h^2} \cdot \frac{1}{(1 + a^2)^{\frac{3}{2}}}$	Нет
Круглое отверстие, ось которого нормальна плоскости	$q = \frac{Q}{\pi h^2} \cdot \frac{1}{(1 + a^2)^2}$	На диаметр отверстия
Круглое отверстие, ось которого параллельна плоскости	$q = \frac{Q}{\pi h^2} \cdot \frac{a}{(1 + a^2)^2}$	То же
Цилиндр	$q = \frac{Q'}{2\pi h} \cdot \frac{1}{1 + a^2}$	На конечную длину
Щель, ось которой нормальна плоскости	$q = \frac{Q}{2h} \cdot \frac{1}{(1 + a^2)^{\frac{3}{2}}}$	На ширину и конечную длину
Щель, ось которой параллельна плоскости	$q = \frac{Q}{2h} \cdot \frac{a}{(1 + a^2)^{\frac{3}{2}}}$	То же

В табл. 1 приведены функции распределения конденсата для цилиндра и щелей, имеющие постоянные коэффициенты, числитель которых Q' представляет полное количество вещества, потерянное испарителем, отнесенное к единице его длины. Кроме поправок, о которых было сказано выше, эти типы испарителей требуют поправок, зависящих от отношения их длины L к высоте h .

При отношении $\frac{L}{h} > 40$ эти поправки составляют десятую долю процента и в опытах могут не учитываться. В работе [3] для облегчения

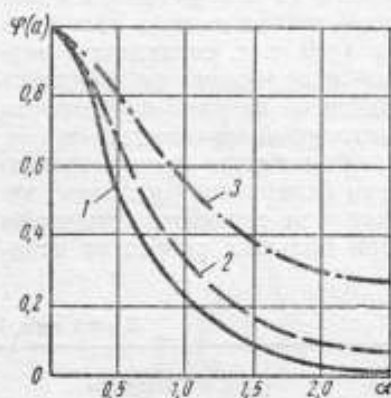
расчетов приведены полные таблицы функций

$$\frac{1}{1+a^2} \text{ и } \frac{1}{\sqrt{1+a^2}}.$$

На рис. 2 изображены функции распределения

$$\frac{1}{1+a^2}; \frac{1}{(1+a^2)^{\frac{3}{2}}}; \frac{1}{(1+a^2)^2},$$

соответствующие испарителям, выполненным в виде цилиндра, сферы и кольца, ось которых перпендикулярна к поверхности, на которой происходит конденсация. Ввиду симметричности этих функций при положительных и отрицательных значениях a



Фиг. 2. Функции распределения с испарителей в виде цилиндра (1), сферы (2) и кольца (3).

представлены лишь ветви кривых, соответствующие положительным a (рис. 2). Все эти функции графически представляют собой симметричные «холмы». Для того чтобы получить равномерное покрытие поверхности, предпочитают использовать испарители специальной формы, а не вращающиеся. В случае испарения на внутреннюю поверхность сферы радиусом R из точечного источника, находящегося в ее центре, это распределение конденсата будет равномерным и мы получим однородную пленку, толщина которой τ_0 по формуле (2) равна

$$\tau_0 = \frac{Q}{4\pi h^2 d}. \quad (6)$$

Если толщина пленки в точке P_0 на плоской поверхности на расстоянии h от источника (по нормали) будет τ_0 , то толщина пленки в точке P будет:

$$\tau = \frac{Q}{4\pi h^2} \cos \varphi = \tau_0 \left(\frac{h}{R} \right)^2, \quad (7)$$

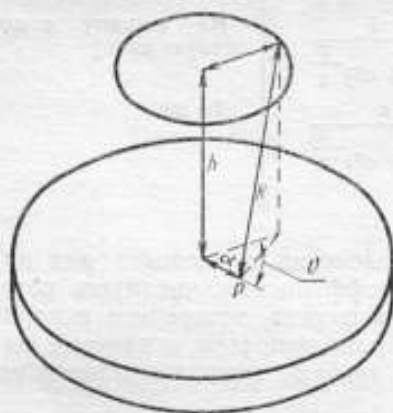
где τ_P — толщина в точке P ;

R — расстояние от источника до точки P ;

φ — угол наклона поверхности к молекулярному лучу, испускаемому испарителем и падающему в эту точку.

Толщину пленки, полученной на плоской поверхности при помощи сложного испарителя, расположенного по окружности, можно рассчитать по той же формуле (7), применив ее для каждого отдельного простого испарителя (рис. 3).

Если имеется N спиралей, расположенных на одинаковом рас-



Фиг. 3. Распределение конденсата на плоскости из сложного испарителя.

стоянии друг от друга по окружности и находящихся на расстоянии h от поверхности, на которую следует нанести покрытие, то толщина пленки на поверхности в точке P , которая находится на расстоянии a от проекции центра окружности на поверхность зеркала, будет найдена по формуле:

$$\tau = \frac{Mh}{4\pi dN} \sum_1^N \frac{1}{R_i^3}, \quad (8)$$

где R_i — расстояние от точки P до спиралей;
 M — вся масса испаренного металла, величина которой получается суммированием по индексу i .

Если испаритель представляет сплошную окружность, то в этом случае толщину слоя можно выразить следующим отношением:

$$\tau = \frac{Mh}{8\pi^2 d} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^3 2\pi}, \quad (9)$$

Здесь точечный источник, находящийся на расстоянии R от точки P , заменен линейным источником, который, в свою очередь, представляется элементом угла $d\theta$ на расстоянии R . Для числового расчета толщины пленки необходимо знать числовые значения эллиптического интеграла

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^3} = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{l^2 + a^2 + h^2 - 2a \cdot l \cdot \cos \theta}. \quad (10)$$

Числовые значения этого интеграла даны в табл. 2. Для удобства вычислений радиус кольцевого испарителя принят за единицу. Числовые значения интеграла в зависимости от a при фиксированных h показаны на кривых, полученных экспериментально (рис. 6), где a принята в единицах радиуса. Из рисунка видно, что для $h=1$ пленка оказывается почти одинаковой толщины по всем направлениям от центра до $a=1$.

Таблица 2

a	$h = \frac{1}{2}$	$h = 1$	$h = 1,1$	$h = 1,2$	$h = 2$	$h = 4$
0,00	4,50	2,22	1,91	1,65	0,560	0,090
0,25	4,82	2,24	1,93	1,65	0,555	0,090
0,50	4,96	2,29	1,93	1,63	0,540	0,088
0,75	7,74	2,28	1,89	1,57	0,515	0,085
0,80	—	2,27	—	—	—	—
0,90	—	2,22	—	—	—	—
1,00	8,23	2,11	1,74	1,45	0,480	0,082
1,50	3,40	1,38	1,09	1,02	0,385	0,072
2,00	1,20	0,74	0,67	0,61	0,285	0,068
3,00	0,28	0,24	0,23	0,22	0,145	0,50

Даже при $h=2$ пленка имеет почти одинаковую толщину от центра до $a=1$; очевидно, это условие надо соблюдать при получении пленок одинаковой толщины.

Геометрические законы распределения конденсата могут быть нарушены многими причинами. Например, при недостаточно высоком вакууме механизм конденсации металлического пара не всегда приводит к закреплению атома на поверхности подложки.

Помимо этого теоретически установлено существование критической температуры отражения, только ниже которой сорбированные поверхностью атомы могут осаждаться, сначала образуя дублиеты, а затем более крупные частицы [3]. Испарение при давлениях пара, превышающих 10^{-2} мм рт. ст., как бы увеличивает и искажает формы испарителя и ведет к нарушению закона распределения конденсата. Только в том случае, если испаритель имеет форму сферы или цилиндра, этого нарушения нет.

Само применение законов геометрической оптики является не более чем аналогией, правильность которой хотя и кажется очевидной, но остается недоказанной. Поэтому необходима экспериментальная проверка законов распределения конденсата. Наиболее прямой и непосредственный ответ на этот вопрос может дать простое измерение количества сконденсированного вещества на различно расположенных элементах поверхности конденсатора. Технические затруднения в подобных измерениях заключаются в том, что:

1) для повышения точности измерений q необходимо значительно увеличить общее количество Q испаряемого металла;

2) изменение ориентировки элементов поверхности конденсации (относительно потока, конденсируемого на нем) вследствие нарастания слоя конденсата вносит искажения в распределение количества вещества по элементам поверхности;

3) разделение поверхности конденсации на отдельные элементы, а затем их обмер и взвешивание приводят к ошибкам.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТА

Опыты, в которых в качестве испарителей использовались корзиночки из вольфрамовой проволоки и лодочки из листового вольфрама, не дали положительных результатов. Пленка не прочно закреплялась на поверхности, что и следовало ожидать при недостаточном вакууме. К тому же вольфрам испарялся почти так же интенсивно, как и ванадий, поэтому толщина пленки была неравномерной. Очевидно, причиной испарения вольфрама явилось присутствие остаточных газов, а также следов водяного пара. При этом на накаленной нити происходит диссоциация водяного пара с образованием кислорода и водорода. В непосредственном контакте с нитью, где температура достаточно высокая (1500°C), из водяного пара образуется атомарный водород, который является более энергичным восстановителем, чем молекулярный водород. При этих условиях происходит следующий цикл.

Кислород образует окислы WO_2 и WO_3 , которые испаряются и конденсируются на поверхностях. Атомарный водород восстанавливает окислы до вольфрама, а образовавшийся водяной пар снова попадает на нить, и цикл повторяется.

Имеется две возможности для уменьшения влияния остаточного газа. Во-первых, применять очень глубокий вакуум, сохраняя скорость напыления, и, во-вторых, при том же давлении увеличить в 10 раз скорость напыления. Оба способа в экспериментальном отношении одинаково трудны. При дальнейших работах был опробован испаритель из мелкозернистого и спектрально-чистого графита. Графитовый тигель диаметром 10 мм нагревался электронной бомбардировкой. При этом распределение конденсата на поверхности не изменилось.

Опыты показали, что использовать ванадий для испарения из-за отсутствия аллотропических изменений чрезвычайно удобно. Это свойство его позволяет выделять на нити значительные мощности (применять большие токи), т. е. сильно расширять температурный интервал исследования. Некоторый интерес в связи с этим представляет зависимость

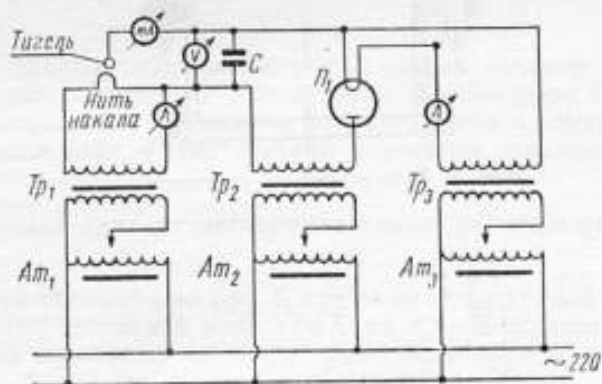
роста кристаллов от изменения температуры, который несколько изменяет толщину мишени, и связанная с ней миграция ванадия по поверхности меди, на которой могут появиться оголенные участки меди.

Медь была выбрана как подложка для мишени, так как она обладает хорошей теплопроводностью и легко поддается вакуумной пайке.

Чтобы получить равномерное распределение конденсата, пришлось перейти к кольцевому испарителю. Это заставило увеличить мощность испарителя примерно в три раза и на порядок рабочее давление. Суммарная мощность потерь на излучение при нагревании графитового тигля диаметром 20 мм и вольфрамового эмиттера доходила до 1 кВт.

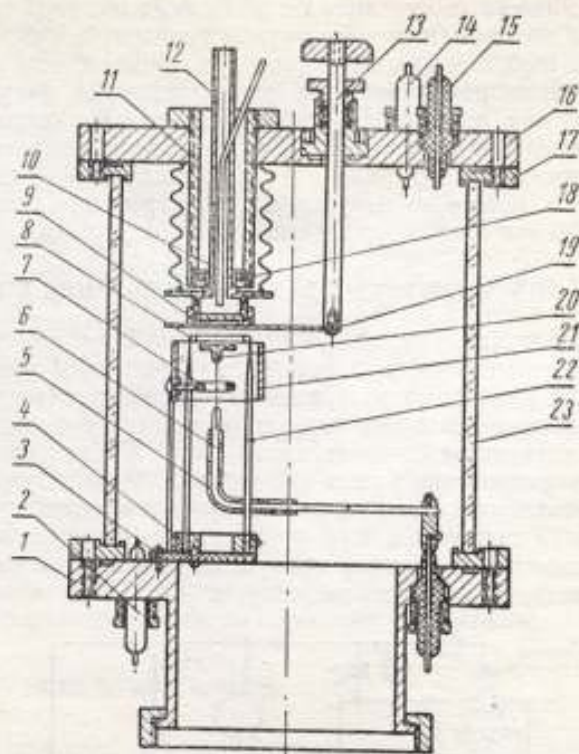
ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИСПАРЕНИЯ В ВАКУУМЕ

Графитовый тигель с канавкой диаметром 20 мм для испарения ванадия, вольфрамовый эмиттер, мишень с устройством для охлаждения проточной водой помещают в стеклянный цилиндр с двумя фланцами, которые скреплены со стеклом вакуумной замазкой типа пищенна. Эта замазка допускает нагревание не выше 100°C. Общая излучающая поверхность всего устройства равна примерно 3000 см². В процессе эксперимента с каждого квадратного сантиметра поверхности при температуре выше 500°C излучается 0,33 вт энергии. Для уменьшения нагревания стенок камеры применяли воздушное охлаждение, а излучающая часть была защищена экраном-цилиндром.

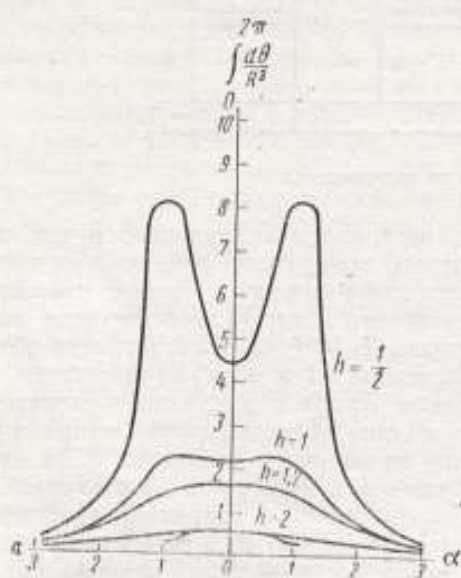


Фиг. 4. Схема выпрямителя.

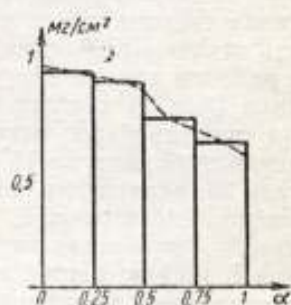
Схема выпрямителя, дающего постоянное напряжение и ток для электронной бомбардировки кольцевого испарителя, показана на рис. 4. Вакуумная система после установки диффузионного насоса, имеющего скорость откачки 1000 л/сек, и кольцевого испарителя позволила получать в рабочем объеме вакуум порядка $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. Рабочий объем установки (рис. 5) состоит из переходника 1 к вакуумной системе, на котором смонтированы: электрические вводы 2 для накала эмиттера; высоковольтный ввод на 15 кВ для подачи положительного напряжения на тигель 20; испаритель, состоящий из опорного изолятора 3, на котором установлено кольцо 4, служащее для крепления держателей 22 эмиттера 8; держатель тигля 6, изолированный кварцевой трубкой 5; электрод 7, экранирующий вольфрамовую стойку от попадания электронов; заземленный молибденовый экран 21; и верхнего фланца 16, на котором, в свою очередь, смонтированы: крепление мишени 9; перемещающее устройство 11, сильфон 10, трубка для подачи воды 12, шарикоподшипник 18; шток для перемещения экрана 13, экран 19 для мишени; вводы для термомпары 14 и 15, фланец для крепления со стеклом 17, стеклянный цилиндр 23.



Фиг. 5. Рабочий объем установки.



Фиг. 6. Функции распределения с кольцевого испарителя.



Фиг. 7. Распределения конденсата (полученные экспериментально).

Для выяснения толщины пленки применялся метод взвешивания. Из-за большого излучения энергии медный диск по краям в районе крепления нагревался до 800°C. Ближе к центру, где контакт мишени с охлаждающим резервуаром лучше, температура была меньше. На расстоянии, равном одному радиусу тигля, было получено распределение конденсата, сильно отличающегося от распределения, изображенного на рис. 2, где в центре был явный холм [4].

Распределение конденсата при $h=2$ представлено на рис. 6. Данные взвешивания колец показаны в табл. 3.

Таблица 3

Диаметр кольца, мм		Общее количество вещества на кольце, мг	Количество вещества, приходящееся на единицу площади кольца, мг/см ²
внешний	внутренний		
5,2	—	0,175	0,825
9,83	5,2	0,440	0,8
15	9,83	0,665	0,665
20	15	0,782	0,556
23,1	20	0,49	0,44

Исходя из данных таблицы построена кривая, которой должны соответствовать полученные экспериментально ступени (рис. 7). На основании этого построения и выражения радиусов колец в единицах радиуса тигля получена табл. 4, где указаны вероятные значения интеграла

$\int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^2}$, отвечающие снятому экспериментально распределению. Полу-

ченные значения отложены на рис. 6, где из анализа кривой $h=2$ видно, что в окружности, описанной радиусом 5 мм и расположенной в центре мишени, пленка площадью 0,785 см² имеет одинаковую толщину.

Таблица 4

a	Толщина пленки (τ), мг/см ²	$\frac{\tau}{1,48^*}$
0	0,832	0,56
0,25	0,812	0,540
0,5	0,788	0,533
0,75	0,59	0,4
1	0,52	0,351

* 1,48 — коэффициент пересчета выражения колец в радиусах тигля.

За этим центром распределение конденсата довольно резко нарушается, вероятно, за счет возрастания коэффициента отражения из-за перегрева краев мишени. Этот же перегрев более сильный при $h=1$ ($R=10$ мм) совершенно меняет распределение конденсата, так как ко-

ээффициент отражения на крайних участках мишени еще больше возрастает.

Из табл. 4 видно, что на участок с равномерным распределением попадает 24,3% всего количества металла, осажденного на мишень. Зная скорость конденсации, можно быстро определить толщину мишени на участке диаметром 10 мм.

$$m = q \cdot t, \quad (11)$$

где m — вес конденсата;
 q — скорость конденсации (определяется экспериментально);
 t — время испарения.

Скорость конденсации оказалась равной $0,03 \text{ мг/см}^2$ в 1 мин: $m_1 = m \cdot 0,243$, где m_1 — вес конденсата на участке равномерного распределения.

Отсюда

$$\tau = \frac{m_1}{S} = \frac{m_1}{0,785}. \quad (12)$$

В определении скорости конденсации может быть ошибка из-за нестабильности самого процесса, поэтому мишени лучше взвешивать после конденсации металла, чтобы точнее определить m_1 .

Таким образом, пленка на площади $0,785 \text{ мм}^2$ удовлетворяет поставленным требованиям.

ГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД БЫСТРОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК, НАНЕСЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВОГО ИСПАРИТЕЛЯ В ВАКУУМЕ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ НАГРЕВЕ

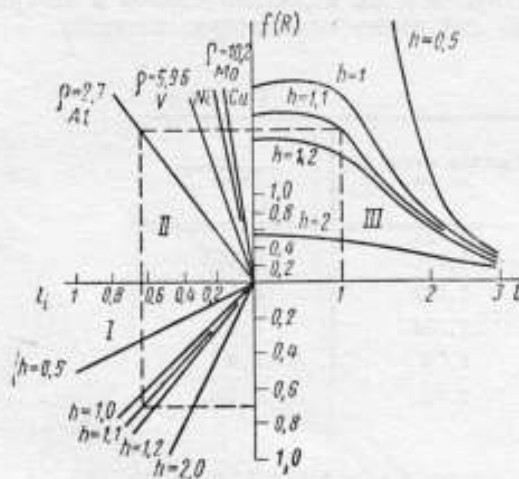
В работе [5] предложен метод быстрого определения толщины пленок, напыленных в вакууме из точечного источника. Зависимость толщины пленки t от массы напыляемого вещества m , плотности этого вещества ρ и расстояния между поверхностью образца и источником имеет вид:

$$t = Km \sin \frac{v}{4\pi R^2 \rho}, \quad (13)$$

где K — постоянная, характеризующая источник.

На рис. 8 показана связь величин R , t , ρ , h , m таким образом, что, зная какие-либо четыре из них, можно определить пятую.

На практике, однако, требуется определение толщины пленок, напыленных при помощи источников различной геометрической формы. В частности, для источника, выполненного в форме кольца, толщина пленки определяется формулой



Фиг. 8. Диаграмма для быстрой оценки толщины пленок, нанесенных испарением в вакууме.

$$t = K \frac{m}{\rho} hf(R, h). \quad (14)$$

Здесь функция $f(R, h)$, учитывающая влияние протяженности источника, есть полный эллиптический интеграл второго рода.

На рис. 8 показана $f(R, h)$ в зависимости от R для различных h (расстояние от плоскости источника до плоскости пленки), полученная экспериментальным путем. Используя эти данные, можно для определения толщины пленок, полученных при помощи напылителя в форме кольца, применять метод, описанный в работе [5].

В квадранте III рис. 8 построена экспериментальная функция для различных значений интеграла.

В квадранте II строятся кривые, дающие зависимость от $f(R, h)$, при фиксированных q и h для разных q .

Кривые в квадранте I дают изменение от l_1 до l при изменении h .

График используется для нахождения нужных параметров процесса напыления при распылении l г металла. Рассмотрим это на примере.

Требуется найти толщину пленки при распылении l г Al в точке $R=1$, когда источник находится на расстоянии $h=1,2$ от поверхности пленки II).

Находим на $f_n(R)$ точку, соответствующую $h=1,2$ и $R=1$. Затем, чтобы определить толщину пленки, проведем прямую линию до пересечения ее с прямой, соответствующей плотности вещества ($l=0,7$).

При больших h равенство (14) переходит в равенство (13), где $\sin\theta \rightarrow \frac{k}{R}$. Однако для того, чтобы проследить этот переход, на рис. 8 следовало бы построить не $f(R, h)$, а произведение $hf(R, h)$.

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ВАНАДИЯ

Необходимо при температуре 2200°C обезгазить новый тигель. Положить в канавку тигля по кольцу 40—50 мг ванадия и расплавить его (почти перед каждым испарением докладывать 10—20 мг ванадия). Перед испарением обезгазить при $t=100^\circ\text{C}$ детали рабочего объема, прогревая их с помощью вольфрамовой спирали (при испарении давление не должно быть выше $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.). Перед испарением необходимо обезгазить расплавленный ванадий при мишени, закрытой экраном. Для определения скорости конденсации необходимо открыть экран и охладить установку. Затем вынуть мишень, взвесить и рассчитать толщину равномерного слоя, используя формулу (11), (12) или (13).

Так как соединения ванадия ядовиты, то надо соблюдать необходимые меры предосторожности.

От подготовки подложки в большой мере зависит успех операции, поэтому подложку надо очистить от окислов, грязи, жиров, обезгазить в вакууме электронной бомбардировкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для получения тонких ванадиевых мишеней была собрана установка для испарения и конденсации пленки ванадия и построена графическая диаграмма для быстрой оценки ее толщины. Так как обычно диаметр пучка протонов на электростатическом генераторе не превосходит 10 мм, то такая мишень пригодна для получения нейтронов, однородных по энергиям. Чистота ванадия — 99,8% (примеси Fe, Si, Cr, Ni, Mn, Mg).

Спектральный анализ конденсата на медной подложке обнаружил следы этих примесей и показал, что степень чистоты ванадия в пленке повысилась. Пленки, приготовленные по данной технологии, отвечают

приведенным выше требованиям, а сама технология проста и универсальна, хотя и имеет ряд недостатков:

- 1) из-за неравномерного охлаждения подложки в направлении от центра к краям искажается закон распределения конденсата;
- 2) недостаточное охлаждение краевых участков.

Литература

1. Phys Rev. (1951), 81, 48.
2. Phys Rev. (1955), 100, № 1.
3. Векшинский С. А. «Новый метод металлографического исследования сплавов».
4. Gawchen H. Zeitschrift angewandte Physik (1962), т. 14, № 3.
5. The Review of Scientific Instrument (1954), vol. 25, № 5.

Статья поступила 16 июня 1965 г.

ЭФФЕКТ РЕКОМБИНАЦИИ В ШАРОВОМ He^3 -СПЕКТРОМЕТРЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Рассмотрено влияние эффекта рекомбинации электронов в шаровом He^3 -спектрометре на реперные спектры нейтронов в энергетическом диапазоне 0,2—1 Мэв, а также показано, что вклад площади «хвоста» в полный реперный спектр не зависит от энергии нейтронов.

В работе [1] описан шаровой малогабаритный He^3 -спектрометр нейтронов, наполненный одним He^3 (без смеси с каким-нибудь инертным газом) и имеющий давление 40 ат. Диаметры внешнего и внутреннего электродов спектрометра равны соответственно 40 и 2 мм, рабочее напряжение 6 кв, длина треков приблизительно 1 мм.

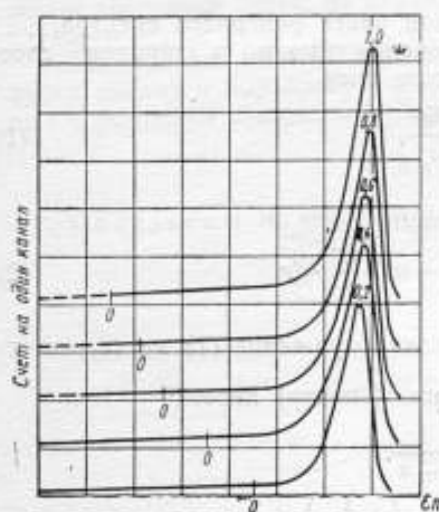


Рис. 1. Реперные спектры импульсов от нейтронов с энергией 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0 Мэв.

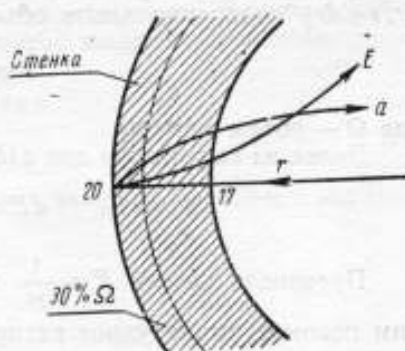


Рис. 2. Зависимость амплитуды импульсов и напряженности поля от расстояния до центрального электрода:

a — изменение амплитуды импульсов;
 E — изменение напряженности поля;
 r — расстояние от центрального электрода.

На рис. 1 представлены реперные спектры от нейтронов разных энергий: 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0 Мэв, снятые на очень малом расстоянии от мишени (~ 5 см), когда тепловые нейтроны практически не регистрировались. Как видно из рис. 1, каждый реперный спектр состоит из пика, соответствующего быстрым нейтронам, и «хвоста», простирающегося далеко в сторону малых энергий, и площадь хвоста составляет примерно 30% от полной площади реперного спектра и образуется наложением импульсов, уменьшенных по амплитуде за счет стеночного эффекта и эффекта рекомбинации.

Как будет показано ниже, оба эффекта взаимно связаны и определяющим, главным из них является эффект рекомбинации. Поэтому сначала рассмотрим только эффект рекомбинации и рассчитаем форму его «хвостового распределения».

Из опыта следует, что рекомбинация зарядов в треке зависит от напряженности поля E (по экспоненте) и от направления трека по отношению к полю (через угол θ). Соответственно амплитуда в выходных импульсах выразится так:

$$a(E, \theta) \approx \theta(1 - e^{-kE})$$

Применительно к шаровому He^3 -спектрометру это означает, что непосредственно у стенки камеры ($r=20$ мм) поле настолько слабое ($E \sim \frac{1}{r^2}$), что при небольших угла $\theta \sim 0$ из-за сильной рекомбинации амплитуда уменьшается до нуля.

На некотором же расстоянии от стенки поле достаточно велико и амплитуда импульсов не зависит от θ и достигает максимальной величины $a=1$. Итак, рекомбинация происходит преимущественно у стенки камеры (рис. 2).

Исходя из того, что площадь «хвостов» составляет приблизительно 30% от площади реперного спектра следует, что рекомбинационный объем, прилегающий к стенке, составляет тоже 30% полного объема камеры и лежит в интервале $17 < r < 20$, т. е. толщина рекомбинационного объема 3 мм и граница его проходит при $r=17$ мм. В остальном же объеме рекомбинация электронов в треках практически не происходит.

Определим теперь форму хвостовой части реперного спектра.

Заметим, что вероятность образования треков в шаровом слое $(r, r+dr)$ пропорциональна объему этого слоя

$$dw = \frac{4\pi r^2 dr}{\Omega}, \quad (1)$$

где Ω — объем камеры.

Далее из выражения для $a(E)$ найдем

$$da \approx Ke^{-kE} dE \approx K(1-a) \frac{dE}{dr} \cdot dr. \quad (2)$$

Произведя замену $E \sim \frac{1}{r^2}$ и поделив выражение (1) на (2), получим искомое амплитудное распределение (спектр) хвоста:

$$\frac{dw}{da} \approx r^6 \frac{1}{1-a}.$$

где главным является второй множитель $\left(\frac{1}{1-a}\right)$, который при полном изменении амплитуды в диапазоне $0 < a < 0,95$ увеличивается в 20 раз.

Напротив, первый множитель r^6 в интервале $17 < r < 20$ изменяется в противоположную сторону не более чем в два раза и может быть представлен в виде $(2-a)$.

Тогда все выражение в целом приобретает простой вид:

$$\frac{dw}{da} \approx (2-a) \cdot \frac{1}{1-a} \approx 1 + \frac{1}{1-a}.$$

На рис. 3 представлен график полученного распределения. Он имеет приблизительно форму треугольника и, как видно, правильно передает форму наблюдаемых «хвостов» реперных спектров.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Вклад площади хвоста в полное распределение реперного спектра определяется рекомбинационным объемом, который, в свою очередь, зависит только от приложенного рабочего напряжения и не зависит от энергии нейтрона и других эффектов.

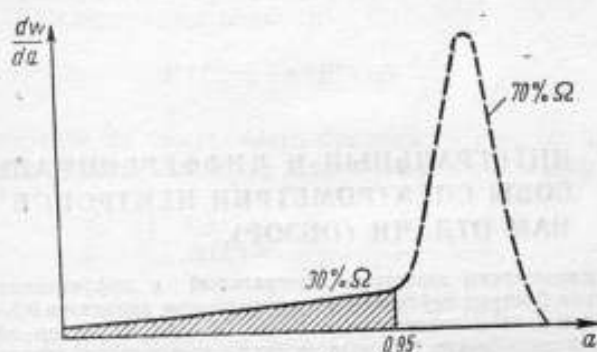


Рис. 3. Распределение амплитуд хвостовой части реперного спектра.

В частности, стеночный эффект, который сам по себе является небольшим (меньше 10%) и проявляется лишь вблизи стенки камеры в сферическом слое толщиной 1 мм (на рис. 2 показано штрих-пунктиром), очевидно, автоматически входит в рекомбинационный объем в качестве составной части, не изменяя этот объем при любой энергии нейтронов.

Эти выводы имеют важное значение, так как значительно упрощают анализ и обработку аппаратурных спектров нейтронов, полученных с помощью шарового He^3 -спектрометра высокого давления.

Литература

1. Глазков Н. П., 1965, ПТЭ, 3, 53.

Статья поступила 5 мая 1965 г.

Н. П. ГЛАЗКОВ

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ СПОСОБЫ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ ПО ПРОТОНАМ ОТДАЧИ (ОБЗОР)

Отдельно рассмотрены известные интегральный и дифференциальный способы спектрометрии быстрых нейтронов в энергетическом диапазоне 0,5—14 Мэв. Показаны преимущества и недостатки каждого способа с учетом эффективности и разрешающей способности. Приводится также новый способ спектрометрии с применением стильбенового сцинтилляционного счетчика, в котором достигается полная дискриминация сопутствующих γ -лучей по времени высвечивания.

В последнее время в лабораторной практике нашли широкое применение компактные (αn)-источники нейтронов, которые благодаря стабильности выхода нейтронов во времени удобны в эксплуатации.

Некоторые из них, например $\text{RaBe}(\alpha, n)$, $\text{PuBe}(\alpha, n)$, используют даже для метрологических работ в качестве эталонных источников при аттестации нейтронных дозиметров, радиометров и рабочих (αn)-источников.

Как показывает опыт, даже у однотипных источников спектры нейтронов неодинаковы, поэтому для полной аттестации источников проводят измерения не только интенсивности, но и спектра нейтронов, который очень широк (с верхней границей ~ 14 Мэв) и имеет примесь γ -лучей (фон).

Измерение спектра в таком широком диапазоне энергий и на фоне γ -лучей является дополнительным затруднением уже к тем, которые встречаются при спектрометрии нейтронов.

Такой широкий спектр измеряют (приблизительно) по частям, например, с помощью пороговых детекторов и камер деления. Более точную картину спектра можно получить, только используя известный метод протонов отдачи, сущность которого состоит в том, что по спектру протонов отдачи можно воспроизвести спектр подающих нейтронов. Долгое время, применяя этот метод, спектрометрию нейтронов производили с помощью фотопластинок, камер Вильсона и ионизационных камер, но из-за большой трудоемкости работ с фотопластинкой и камерой Вильсона теперь указанный метод в двух первых случаях почти не применяют. Вместе с тем продолжают использовать шаровые и цилиндрические ионизационные камеры, наполненные водородом или метаном.

В последнее время при спектрометрии нейтронов методом протонов отдачи используют сцинтилляционные счетчики, где сцинтилляторами является стильбен [1—4]. Время высвечивания в стильбене от протонов отдачи и вторичных электронов настолько разное, что позволяет произвести почти полную дискриминацию γ -лучей.

Таким образом, можно считать, что метод протонов отдачи является основным в спектрометрии нейтронов в энергетическом диапазоне 0,5—14 Мэв. Ниже мы рассмотрим отдельно два варианта (способа) этого метода.

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ СПОСОБ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

Один из вариантов, часто используемый в практике, состоит в том, что регистрируется весь протонный спектр, из которого затем расчетным путем определяют спектр падающих нейтронов.

Как известно, спектр протонов отдачи $P(E)$ связан с нейтронным спектром $n(E)$ следующим образом:

$$P(E) \approx \int n(E) \sigma(E) \frac{dE}{E}. \quad (1)$$

Чтобы перейти от измеренного протонного спектра к нейтронному, необходимо произвести числовое или графическое дифференцирование равенства (1)

$$n(E) \approx \frac{\Delta P}{\Delta E} \cdot \frac{E}{\sigma}. \quad (2)$$

В результате этого нейтронный спектр $n(E)$ определяется точно-стью $\Delta P/\Delta E$. Так как точность при дифференцировании всегда сильно падает, то надежный результат можно получить только при большом количестве измерений, поэтому стабильная работа всей аппаратуры (детектора, усилителя, анализатора импульсов) является обязательным требованием в подобных измерениях.

Но, кроме ошибок в показаниях счета импульсов, которые в принципе могут быть исключены, остаются еще аппаратные ошибки в измерении энергии протонов отдачи за счет стеночного, индукционного и других эффектов, которые в конечном счете определяют энергетическое разрешение спектрометра.

Разрешение (или разрешающая способность) спектрометра зависит от энергии падающих нейтронов и поэтому измеряется на монохроматических нейтронах разной энергии. В числовом выражении разрешение рассматривают как $\frac{\Delta E}{E}$. Если, например, для падающих нейтронов с энергией E после дифференцирования измеренного протонного спектра получим пик шириной ΔE на половине его высоты, то разрешение энергии в процентах будет равно $100 \frac{\Delta E}{E}$.

Другой важной характеристикой такого спектрометра является его эффективность регистрации. Эффективность \mathcal{E} как расчетная величина может быть вычислена, если известно разрешение энергии, следующим образом:

$$\mathcal{E} = N l \sigma \frac{\Delta E}{E}, \quad (3)$$

где N — число ядер водорода в 1 см^3 детектора;

l — средняя геометрическая толщина детектора;

σ — сечение рассеяния нейтронов на водороде.

Из равенства (3) следует, что эффективность спектрометра зависит от толщины детектора Nl . В водородных ионизационных камерах высокого давления толщина Nl для нейтронов может быть очень большой, и поэтому эффективность при разрешении 10% достигает 0,1%, а в сцинтилляционных стильбеновых счетчиках — еще больше ($\sim 5\%$).

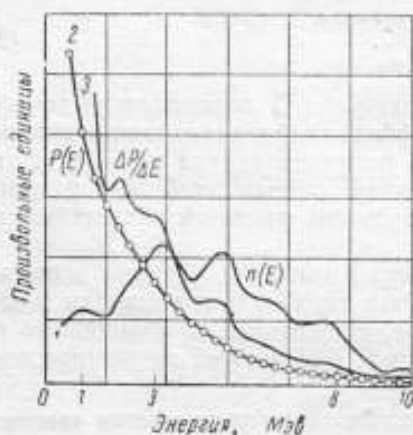
Опытным путем разрешение и эффективность спектрометра точно измеряются на монохроматических нейтронах.

Однако в практике нередко применяют глобальную проверку спектрометра по известному широкому спектру нейтронов $\text{Po} + \text{Be}$ -источника. Такие источники средней активности 10^6 н/сек дешевы и просты в изготов-

товлении, а также благодаря слабому фону γ -излучения очень удобны в эксплуатации.

Спектр нейтронов, найденный Уайтмором и Беккером [5] по протонам отдачи в фотоэмульсии, изображен на рисунке (кривая 1). Наличие нескольких нейтронных групп, распределенных более или менее равномерно в диапазоне 0—11 Мэв, позволяет не только проверить правильную работу спектрометра, но и градуировать его шкалы в единицах энергии.

Например, результат одной проверки показан на рисунке (кривая 2), где точками представлен спектр протонов отдачи от нейтронов $Po+Be$ -источника, измеренный с помощью шаровой ионизационной камеры объемом 4 л и наполненной газовой смесью H_2 и Xe . Точки спектра хорошо укладываются на кривую 2, полученную расчетным путем по формуле (1) из кривой Уайтмора и Беккера [5]. Это указывает на то, что в диапазоне энергии 0—11 Мэв данная шаровая камера работает нормально.



Графическое изображение спектра нейтронов по протонам отдачи в фотоэмульсии:

1 — нейтральный спектр нейтронов $Po+Be$ -источника; 2 — интегральный спектр протонов отдачи $P(E)$, полученный расчетным путем (кривая) и измерением (точки); 3 — коллимированный спектр протонов отдачи

$$\frac{\Delta P}{\Delta E}$$

ра хорошо укладываются на кривую 2, полученную расчетным путем по формуле (1) из кривой Уайтмора и Беккера [5]. Это указывает на то, что в диапазоне энергии 0—11 Мэв данная шаровая камера работает нормально.

И наоборот, в случае неправильной работы спектрометра экспериментальные точки лежали бы на другой кривой, пересекающей расчетную кривую. Такое пересечение может иметь место, например, под действием стеночного эффекта в водородных камерах малых размеров и с низким давлением газа.

В стильбеновом сцинтилляционном счетчике, где стеночный эффект настолько мал, что им можно пренебречь, тем не менее также можно наблюдать отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой из-за нелинейности между световым выходом и энергией протонов отдачи.

Проверка спектрометра с помощью $Po+Be$ -источника (сразу по всему диапазону энергии) является необходимой, так как позволяет быстро и своевременно обнаружить заметные дефекты в его работе.

Рассмотренный выше интегральный способ спектрометрии нейтронов является простейшим вариантом, поскольку регистрируется весь (т. е. полный, без каких-либо ограничений) спектр протонов отдачи, из которого путем числового дифференцирования находится нейтронный спектр, не являющийся достаточно точным (это является большим недостатком интегрального способа).

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ СПОСОБ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

На практике применяют и другой вариант спектрометрии, в котором дифференцирование протонного спектра производится автоматически самим прибором, путем коллимации протонов отдачи. Этот способ спектрометрии называется дифференциальным.

В простейшем виде коллимация протонов отдачи осуществляется с помощью пластинки с отверстиями, а радиатором служит тонкая

пленка из водородсодержащего вещества (парафина или полиэтилена), при этом нейтронный источник располагается перед радиатором. Геометрия отверстий в пластинке выбирается такой, чтобы из всего спектра выделить протоны отдачи, летящие только вперед в узком конусе с углом $\varphi = 10^\circ$, энергия которых (определенная с точностью до 3%) равна энергии падающих нейтронов. Такой дифференцированный отбор протонов отдачи с помощью коллиматора, по существу, является дифференциацией протонного спектра.

Очевидно, чем меньше диаметр отверстий коллиматора, тем меньше угол φ конуса и тем выше разрешение энергии $\Delta E/E$, которое можно получить этим путем.

В самом деле, протоны отдачи в этом конусе имеют энергию $E \gg E_n \cos^2 \varphi$, которая отличается от энергии нейтрона на $\Delta E \ll E_n (1 - \cos^2 \varphi)$, откуда следует, что $\Delta E/E \approx \varphi^2$. Например, при $\varphi = 10^\circ$ разрешение энергии будет приблизительно 3%.

В действительности же спектр протонов отдачи еще дополнительно «размывается» за счет потерь энергии в самом радиаторе, который выбирается как можно тоньше из расчета, чтобы максимальные потери энергии составляли не более 10% энергии протонов отдачи. Поэтому полное разрешение энергии в таких спектрометрах составляет приблизительно 10%. Соответственно эффективность при разрешении 10% энергии получается невысокой — порядка 10^{-6} — 10^{-7} , что является существенным недостатком этого прибора.

Чтобы повысить эффективность регистрации, в работе [6] предложен оригинальный способ коллимирования протонов отдачи прямо в газонаполнителе. Для этого коллиматор (пластинка с отверстиями) делит весь объем камеры на две половины, и в ней считаются те протоны отдачи, которые прошли через отверстия коллиматора из одной половины в другую и дали совпадение импульсов в обеих половинах.

Источник нейтронов помещается с одной стороны коллиматора так, чтобы нейтроны попадали в прибор только в направлении отверстий коллимирующей пластинки.

Использование водородсодержащего газонаполнителя в качестве радиатора позволило значительно увеличить толщину последнего — сделать ее равной длине пробега протонов отдачи, что соответственно повышает эффективность регистрации на целый порядок (до 10^{-5}) для $E_n = 180$ кэВ при разрешении 10% энергии. Но все еще низкая эффективность работы коллиматора и трудоемкость его изготовления мешают широкому распространению этого прибора.

Можно повысить эффективность дифференциального способа спектрометрии нейтронов, если перейти от механической коллимации к радиотехническому способу коллимации протонов отдачи [7].

Для этого используют водородную цилиндрическую камеру, в которой электрическое поле неоднородно и сосредоточено, в основном, около центрального электрода. Из-за неоднородности поля получается большое различие форм импульсов от направления треков. А именно, для треков, почти параллельных оси камеры, длительность импульсов самая маленькая, а для всех косых треков она становится сравнительно большой. Посредством дифференцирующей цепочки можно отделить параллельные треки от косых, что и будет равносильно механическому коллимированию. Источник нейтронов помещается на некотором расстоянии от камеры в направлении ее оси.

Поскольку длина цилиндрической камеры может быть выбрана очень большой и коллимирование (отбор) протонов отдачи производится во всем объеме камеры, то эффективность регистрации еще повышается больше чем на порядок и достигает 10^{-3} , т. е. 0,1% для $E_n = 0,2$ МэВ при разрешении 10% энергии.

При большом давлении газа — наполнителя длина треков может настолько уменьшиться, что их анализ по направлению будет затруднен или совсем невозможен, поэтому измерение спектра нейтронов в широком диапазоне энергии этим прибором желательно производить по частям.

Рассмотренные выше три способа коллимации не исчерпывают всех возможностей коллимации протонного спектра.

Следует заметить, что при любом способе коллимации протонного спектра нейтронный спектр в готовом виде еще не получается. Например, для того же $Po+Be$ -источника коллимированный протонный спектр $\frac{\Delta P}{\Delta E}$, изображенный на рисунке (кривая 3), не совпадает с нейтронным спектром (кривая 1), а представляется спадающей кривой, как и полный (интегральный) спектр протонов отдачи $P(E)$ и отличается от последнего наличием небольших выступов, соответствующих нейтронным группам.

Чтобы из коллимированного протонного спектра получить нейтронный спектр, необходимо, согласно равенству (2), помножить спектр на $\frac{E}{\sigma}$.

* *

Из описания интегрального и дифференциального способов спектрометрии нейтронов не трудно установить, что они являются разными вариантами одного и того же метода спектрометрии протонов отдачи.

Различие между ними не принципиальное, так как в обоих случаях для получения спектра падающих нейтронов производится дифференцирование протонного спектра числовым или механическим путем, соответственно.

Дифференциальным способом спектрометрии нейтронов можно повысить точность измерений, однако из-за введения механической коллимации пропадает изотропность и сильно снижается эффективность регистрации прибора.

Кроме того, коллиматор усложняет конструкцию прибора, а в некоторых случаях вообще не может быть применен.

Наоборот, интегральный способ спектрометрии нейтронов (без коллимации) является простым и универсальным, сочетая хорошее разрешение по энергии и высокую эффективность регистрации нейтронов.

После опубликования работ Брукса и Оуэна [1—4], получивших почти полную дискриминацию γ -лучей от нейтронов в стильбене, интегральный способ спектрометрии найдет, видимо, широкое применение.

Это не означает, однако, что дифференциальный способ спектрометрии нейтронов является ненужным. Напротив, могут быть такие специальные задачи, решение которых возможно или выгодно произвести только дифференциальным способом.

Литература

1. Brooks G. Progr. Nucl. Phys., 1956, 5, 284.
2. Brooks F. Nucl. Instrum. and Methods, 1959, 4, 151.
3. Owen R. Nuclear Power, 1958, 3, 166.
4. Owen R. Nucleonics, 1959, 17, № 9, 92.
5. Whitmore B. G., Backer W. B. Phys. Rev., 1950, 78, 799.
6. Perlow G. Rev. Scient. Instrum., 1956, 7, 460.
7. Глазков Н. П., П Т Э, 1960, № 3, 16.

Статья поступила 16 июня 1965 г.

III. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.17

И. В. ГОРДЕЕВ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Дается краткий обзор современного состояния теории и расчета сечений резонансных ядерных реакций, вызываемых нейтронами или другими частицами. Дается анализ возможностей применимости математического аппарата теории для описания прямых процессов взаимодействия, а также реакций, идущих через стадию образования составного ядра (в упругих и неупругих каналах реакции).

Современное развитие теории ядерных реакций фактически основывается на применение различных операторов проектирования уравнений или волновых функций, либо того и другого одновременно. Так, например, известный формализм Вигнера—Айзенбада [1] и его частный вариант Капура—Пайерлза [2] используют свойство короткодействия ядерных сил и вводят оператор проектирования волновой функции на хорошо известную область конфигурационного пространства системы, т. е.

$$P = \begin{cases} 1 & \text{при } r \geq R; \\ 0 & \text{при } r < R, \end{cases}$$

где R — радиус действия ядерных сил.

Сравнительно недавно появившийся формализм Агоди и Эберли [3] и Сердобольского [4] использует принцип выделения хорошо известных состояний из всей совокупности возможных состояний системы ($A+1$) частиц. При этом, если первые по-прежнему отдают дань идее разделения области конфигурационного пространства системы на две, то последний обобщает это на случай рассмотрения всей области конфигурационного пространства системы единым образом. Ниже будет дан более тщательный анализ наиболее эффективного, на наш взгляд, метода проектирования, предложенного Сердобольским [4].

Подобно тому, как это делают в работе Агоди и Эберли [3], Сердобольский вводит оператор проектирования P , который проектирует уравнение (и волновую функцию одновременно) в гильбертово подпространство открытых каналов реакции. Однако в отличие от них в дополнительное подпространство включаются не только закрытые каналы реакции, но и высоковозбужденные состояния составного ядра. Иными словами, гильбертово пространство расширяется, так что в него, помимо открытых и закрытых каналов реакции, включены и состояния составного ядра. Это дает ряд существенных преимуществ, главными из которых являются следующие:

1. Все неизвестные состояния (дополнительное гильбертово подпространство) исключаются из системы зацепляющихся уравнений и

включаются в «эффективный» гамильтониан системы. Применяется метод исключения закрытых каналов реакции в состояний составного ядра из проектируемых зацепляющихся уравнений.

2. В «эффективном» гамильтониане значительно легко можно сопоставить различные его члены известным параметрам теории (ширина, положения уровней или «сдвиг» уровней).

Развитию идей метода Сердобольского для построения единой теории резонансных ядерных реакций автором был посвящен ряд статей [5, 6, 7 и 8]. Термин «единая» или «объединенная» теория резонансных ядерных реакций в них употребляется в том смысле, что этот метод, во-первых, содержит в себе как частный случай формализм Вигнера—Айзенбада [1], так и его более узкий вариант Капура—Пайерлза [2]. Во-вторых, позволяет учитывать не только процессы, идущие через стадию составного ядра, но рассматривать и прямые взаимодействия с перераспределением и без распределения частиц и состояний системы $(A+1)$ частиц.

Первая группа работ [5 и 6] посвящена обобщению теории на случай учета мнимой части оптического потенциала в одном канале реакции. Вторая группа работ [7 и 8] рассматривает случай учета многих каналов реакции (обобщенная оптическая модель, впервые предложенная в работе [8]). Эта группа работ исследует также вопрос о приложениях единой теории резонансных ядерных реакций к расчетам, во-первых, средних парциальных сечений различных реакций, включая реакции типа (n, n) , (n, n') и (n, γ) — см. работы [9 и 10]; во-вторых, сечений деления ядер (n, f) в области перекрывающихся резонансов составного ядра [11].

В дальнейшем будет сделан переход к расчетам угловых распределений и «силовой функции» в зависимости от энергии и массового числа и проведена интерпретация таких параметров теории, как приведенные ширины, положения уровней и «сдвиг» уровней на основе модифицированной модели оболочек.

Рассмотрим более подробно теорию ядерных реакций. В начальном состоянии (н.с.) система состоит из падающей частицы и ядра-мишени в основном состоянии¹. В конечном состоянии (к.с.) система будет состоять уже из какой-либо (возможно, что и той же самой) вылетающей частицы и остаточного ядра в основном или возбужденном состоянии. Эти состояния можно записать следующим образом:

$$\Phi_0 \equiv |\text{н. с.}\rangle = A [f_0(r_0) F_0(r_1, \dots, r_A)];$$

$$\Phi_i \equiv |\text{к. с.}\rangle = A [f_i(r_0, \dots, r_k) F_i(r_{k+1}, \dots, r_A)],$$

где A — оператор антисимметризации;

f_0, f_i, \dots — коэффициенты, соответственно зависящие от координаты падающей и вылетающей частиц;

F_0, F_i, \dots — соответственно волновые функции ядра-мишени в основном состоянии и остаточного ядра в возбужденном состоянии;

$0, i, \dots$ — индексы каналов реакции.

Введем определение оператора проектирования P , осуществляющего проекцию любой волновой функции в подпространство открытых каналов реакции, т. е.

$$P\psi^{(+)}(r_0, \dots, r_A) = \sum A \{ g_0(r_0) G_0(r_1, \dots, r_A) + \\ + g_1(r_0) G_1(r_1, \dots, r_A) + h_0(r_0, r_1) H_0(r_2, \dots, r_{A-1}) + \\ + h_1(r_0, r_1) H_1(r_2, \dots, r_{A-1}) + \dots \} \text{ при } r_0; r_0, r_1; \dots \rightarrow \infty.$$

¹ Хотя теория рассматривается преимущественно для случая, когда падающей частицей является нейтрон, она легко может быть обобщена на случай рассмотрения других падающих частиц и даже комплексов частиц.

Можно заметить, что здесь оператор P осуществляет проекцию во всей области конфигурационного пространства системы $(A+1)$ сталкивающихся частиц, а не только во внутренней области, где есть одно ядерное взаимодействие. В последнем случае, как это описано у Фешбаха [12], искусственно обрезается именно та часть конфигурационного пространства, на которой определяются все необходимые для теории матричные элементы перехода и амплитуды столкновений. Однако это в свою очередь лишает аппарат теории ценной информации о поведении проекции волновой функции вне области действия ядерных сил¹.

Проекция волновой функции системы $(A+1)$ сталкивающихся частиц содержит все возможные амплитуды реакции, которые наблюдаются на бесконечности. Однако в эксперименте обычно определяются лишь некоторые из них. Таким образом, из всего многообразия этих амплитуд мы должны выбрать наиболее необходимые. Математический аппарат теории позволяет это делать, поскольку в конечном счете получают матрицу амплитуд столкновений.

Уравнение для $P\psi^{(+)}$ получается из уравнения Шредингера или точнее из уравнения Швингера—Липпмана [13], учитывающего граничное условие на бесконечности в виде расходящейся волны (индекс $(+)$ над ψ и $i\epsilon$ — бесконечно малая добавка, которая автоматически выделяет расходящуюся волну на ∞).

Применив операцию проектирования к вышеуказанному уравнению и исключив из системы связанных уравнений проекцию волновой функции в дополнительное подпространство, будем иметь:

$$(E + i\epsilon - H_p^{\text{эфф}})P\psi^{(+)} = i\epsilon|\Phi_0\rangle, \quad (1)$$

где

$$H_p^{\text{эфф}} = H_p - H_{p\rho_\perp}(E - H_{p_\perp})^{-1}H_{p_\perp p};$$

$$H_p = P H P, \quad H_{p_\perp} = P_\perp H P_\perp;$$

$$H_{p\rho_\perp} = P H P_\perp, \quad H_{p_\perp p} = P_\perp H P;$$

P_\perp — оператор проектирования в дополнительное подпространство закрытых каналов реакции и состояний составного ядра с условием, что $\hat{1} = P + P_\perp$ (где $\hat{1}$ — единичный оператор).

Из уравнения (1) следует, что в «эффективном» гамильтониане системы можно явно выделить два члена, по-разному зависящие от энергии. Первый член — H_p не имеет явной зависимости от энергии (плавно меняющаяся по энергии часть $H_p^{\text{эфф}}$) и второй член — оставшаяся часть $H_p^{\text{эфф}}$ — дисперсионная, имеющая полюса $E = E - i\Gamma_\lambda/2$ от функции Грина $(E - H_{p_\perp})^{-1}$ в четвертой части полуплоскости по k — волновому числу падающей частицы. Первую часть $H_p^{\text{эфф}}$ можно сопоставить с прямым процессом, а вторую (дисперсионную) — процессам, идущим через стадию образования составного ядра.

Как было показано в работах [6 и 7] для последовательного перехода к обобщенной оптической модели надо усреднить все уравнение (1) по энергии и сопоставить усредненную часть «эффективного» гамильтониана, включающую H_p , и мнимую добавку от усредненной дисперсионной части, с обобщенным оптическим гамильтонианом. Понятие обобщенной оптической модели здесь вводится вследствие того, что фактически вместо оптического потенциала мы получаем потенциальную матрицу, включающую диагональные и недиагональные матричные элементы (в отличие от обычной оптической модели, где фигурируют только диагональные элементы оптического потенциала).

¹ Фаза кулоновского взаимодействия может быть учтена в виде множителя типа $\exp(i\delta_{\text{кул}})$.

В случае, когда можно ограничиться только одним полюсом в дисперсионной части «эффективного» гамильтониана (случай неперекрывающихся резонансов составного ядра) или, что дает тот же результат, в предположении Бете [14] о случайности знаков матричных элементов, включающих волновые функции составного ядра, для $H_p^{\text{эфф}}$ можно получить следующее выражение:

$$H_p^{\text{эфф}} = H_p^{\text{опт}} + \Delta H_p^{\text{дист}}, \quad (2)$$

где $H_p^{\text{опт}}$ — оптический гамильтониан системы;

$\Delta H_p^{\text{дист}}$ — дисперсионная часть «эффективного» гамильтониана, связанная только с переходами через составное ядро.

Соответственно такому разделению (2) матричный элемент S -матрицы (или амплитуды реакции) в задаче о столкновении будет тоже состоять из двух членов [7]:

$$S_{c'c} = S_{c'c}^{\text{опт}} + \Delta S_{c'c}^{\text{дист}}, \quad (3)$$

где $S_{c'c}^{\text{опт}}$ — элементы оптической S -матрицы, учитывающей как прямые (упругие и неупругие) процессы, так и усредненные по энергии (упругие и неупругие) процессы, идущие через стадию образования составного ядра;

$\Delta S_{c'c}^{\text{дист}}$ — дисперсионная часть S -матрицы, связанная только с переходами через составное ядро;

c, c' — каналы реакции.

Важными выводами теории, рассматриваемой в работах [5, 6 и 7], являются:

1. Установление связи между мнимой частью оптического потенциала W_c (учитывающей утечку потока падающих частиц из входного канала реакции во все неупругие каналы реакции) и «истинной силовой функцией» $\bar{\beta}_{\lambda c}^2/D$, а именно:

$$W_c = - \frac{\pi \hbar^2}{2m R^2} \bar{\beta}_{\lambda c}^2 / D, \quad (4)$$

где m — масса падающей частицы;

R — радиус ядра.

2. Установление связи между оптической проницаемостью

$$T_c^{\text{опт}} = 1 - |S_{cc'}^{\text{опт}}|^2$$

и проницаемостью P_c , входящей в определения ширины уровня составного ядра во входном канале реакции $\Gamma_{\lambda c}$, определяемую соотношением:

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 \beta_{\lambda c}^2 P_c,$$

где $\beta_{\lambda c}^2$ — истинная приведенная полуширина, из которой исключена полностью энергетическая зависимость (даже та, которая связана с «большой структурой силовой функции»). Эта связь имеет вид:

$$P_c = \frac{\hbar^2}{2m R^2} \cdot \frac{T_c^{\text{опт}}}{4 W_c}, \quad (5)$$

3. Получение точного выражения для элементов оптической $S^{\text{опт}}$ -матрицы в обобщенной оптической модели, включающей в рассмотрение как прямые (упругие и неупругие) процессы, так и процессы, идущие через стадию образования составного ядра.

Выражение для $S_{c'c}^{\text{opt}}$ согласно выводам работы [7] имеет вид:

$$S_{c'c}^{\text{opt}} = \Omega_{c'} \left[\delta_{c'c} - \frac{i\Gamma_{c'}^{0/2} \Gamma_c^{0/2}}{E - E_c^0 - \Delta_c^0 + i(\sum_{c''} \Gamma_{c''}^{0/2} + W_{cc'})} \right] \Omega_{c'} \quad (6)$$

где $\Gamma_c^0 = 2\gamma_c^{02} P_c$ — одночастичная ширина в канале «с»;

$$\gamma_c^{02} = \frac{\hbar^2 R_c}{r m_c} [v_c^0(R_c)]^2$$

— одночастичная приведенная полуширина;

v_c^0 — собственные волновые функции уравнения вида:

$$(R_c H_p^{\text{opt}} - E_c^0) v_c^0 = 0;$$

E_c^0 — положение одночастичного уровня в вещественной части оптического потенциала;

Δ_c^0 — сдвиг уровня, определяемый как

$$\Delta_c^0 = -\Delta_c \gamma_c^{02} - \sum_{c'' \neq c} \Delta_{c''} \gamma_{c''}^{02}$$

$$R_c \frac{\partial v_c^0}{\partial r} \Big|_{r=R_c} = \Delta_c + iP_c,$$

где 0_c — расходящаяся волна на ∞ ;

$$W_{cc'} = \langle v_c^0 | \text{Im} V^{\text{opt}} | v_{c'}^0 \rangle$$

— мнимая часть оптического потенциала.

Для обеспечения точности соотношений (3), (4), (5) и (6) необходимо, чтобы «эффективный» гамильтониан системы был короткодействующим по r , т. е. «эффективный» потенциал спадал по закону $1/r^n$, где $n > 1$.

Для адекватного описания прямых процессов, включая и потенциальное рассеяние на непроницаемой сфере, через элементы S -матрицы в обобщенной оптической модели (6), можно применить «модель оболочек», экстраполируя ее в область положительных энергий, не превышающих глубину потенциальной ямы. Эта модель, конечно, должна быть модифицирована на случай учета несферичности ядра и ротационных и коллективных степеней свободы в области низких возбуждений остаточного ядра. Кроме того, в отдельных случаях необходимо учитывать некоторые из закрытых каналов реакции в области, охватываемой оператором проектирования P .

В общем виде часть «эффективного» гамильтониана $H_p = P H P$ может быть представлена в виде:

$$H_p = H_0 + V^{\text{обол}} + \Delta V,$$

где $V^{\text{обол}} = \bar{V}$ — усредненный по пространственным флуктуациям потенциал взаимодействия частиц в системе, описываемый моделью оболочек;

$\Delta V = V - \bar{V}$ — остаточное взаимодействие, которым в первом приближении обычно пренебрегают;

H_0 — оператор кинетической энергии системы $(A+1)$ частиц и гамильтониан внутреннего движения системы.

Обычно предполагается, что оператор H_p не включает в себя какие-либо возбуждения, связанные с переходами в закрытые каналы реакции или в состояния составного ядра. В то же время оператор H_{pp} включает подобные возбуждения, и это можно интерпретировать в рам-

ках модели оболочек как отклонения потенциала от среднего поля, описываемого добавкой $\Delta V = V^{\text{ост}}$. Таким образом, остаточное возбуждение может быть связано с оператором $H_{pp\perp}$ соотношением:

$$H_{pp\perp} = PV^{\text{ост}}P_{\perp},$$

так как $PV^{\text{обол}}P_{\perp} = 0$
и $PH_0P_{\perp} = 0.$

Что касается $H_{p\perp}$, то здесь мы имеем дело с той частью $H_p^{\text{эфф}}$, которая является результатом действия оператора проектирования на оператор H в подпространство состояний закрытых каналов реакции, распадающихся по закону $|\chi_{\lambda}|^2 \approx \exp\left(-\frac{\Gamma_{\lambda} t}{\hbar}\right)$, где Γ_{λ} — полная ширина уровня составного ядра. В качестве оператора $H_{p\perp}$ можно использовать выражение:

$$H_{p\perp} \equiv P_{\perp}HP_{\perp} = P_{\perp}V^{\text{обол}}P_{\perp} + P_{\perp}H_0P_{\perp},$$

где $P_{\perp}H_0P_{\perp} = \begin{cases} 0, & \text{если } P_{\perp}\partial P \text{ (элемент } P) \\ H_{pp\perp}, & \text{если } P_{\perp}\partial P \text{ (не элемент } P) \end{cases}.$

При таких предположениях мы имеем вполне определенную задачу, решение которой будет давать различные желаемые амплитуды реакции.

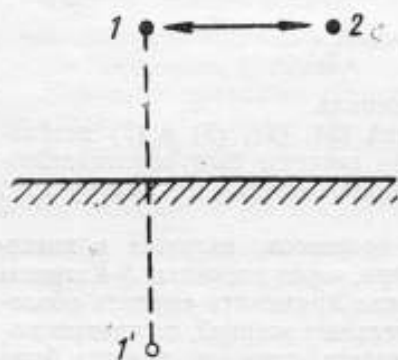


График «трехквазичастичного» состояния системы:

1 — возбужденная частица; 1' — «дырка»;
2 — падающая частица

денном состоянии или, что то же — «трехквазичастичные состояния» (см. рисунок).

1, 1' — «двухквазичастичное возбуждение»; 1, 2 — частицы; 1' — «дырка», 2 — падающая частица.

Если в системе возбуждения появляются такие «дырочно-двухчастичные» состояния и через них реализует себя по крайней мере одно «составное состояние» системы, то тем самым происходит образование составного ядра с последующим его распадом в один из открытых каналов реакции. Поскольку операторы перехода, связанные с остаточным возбуждением системы $(A+1)$ частиц соотношением

$$\Gamma = PV^{\text{ост}}P_{\perp},$$

входят в определение ширин уровней составного ядра [5 и 6], то из волновой функции составного ядра $|\chi_{\lambda}\rangle$ будет «выбираться» только одна «трехквазичастичная часть» волновой функции системы при энергии E_c^T , близкой к энергии уровня составного ядра E_{λ} .

Как было показано в работе [5], в простейшем случае возбуждения системы вблизи одного «квазичастичного» состояния $E \approx E_c^0$ выражение для проицаемости нейтронов в канале «с» имеет Лорентцовскую форму:

$$P_c(E) = \frac{E_R \Gamma_c^0 / 2}{(E - E_c^0 - \Delta_c^0)^2 + (W_c + \Gamma_c^0 / 2)^2}, \quad (7)$$

где $P_c(E)$ входит в определение $\Gamma_{\lambda c}$:

$$\Gamma_{\lambda c} = 2\beta_{\lambda c}^2 P_c$$

- ширина уровня E_λ составного ядра в канале реакции «с»;
- $\beta_{\lambda c}^2$ — приведенная полуширина уровня E_λ в канале «с»;
- E_c^0 — положение одночастичного уровня в вещественной части оптического потенциала;
- Γ_c^0 — одночастичная ширина уровня E_c^0 в канале «с»;
- Δ_c^0 — «сдвиг» одночастичного уровня E_c^0 ;
- W_c — матричный элемент мнимой части оптического потенциала в канале «с»;

$$E_R = \frac{\hbar^2}{2mR^2},$$

где m — масса частицы;

R — радиус ядра;

\hbar — постоянная Планка, деленная на 2π .

Если в спектре возбуждения системы проявляются несколько «трех- или одноквазичастичных» состояний, то в «силовой функции» (без выделения оптической проицаемости P_c) может наблюдаться перекрытие «гигантских резонансов». Ширины этих резонансов были оценены в работах [5 и 6], и в областях малых энергий $E \leq 10 \div 100$ кэв для средних и тяжелых ядер могут достигать значений $0,1 \div 1$ Мэв, что согласуется с выводами в работе [16].

Перейдем теперь к обсуждению прямых процессов в реакциях.

Если на выходе ядерной реакции имеется N открытых каналов, то соответственно этому числу будет N зацепляющихся уравнений для проекции волновой функции $P\psi^{(+)}$.

После усреднения уравнения (1) по энергии и выделения оптического и дисперсионного членов в «эффективном» гамильтониане системы, мы получим N уравнений с N комплексными добавками и $\frac{N(N+1)}{2}$ матричными элементами от потенциалов, обуславливающих прямые взаимодействия.

Комплексные добавки в «эффективном» гамильтониане системы будут давать вклад в энергетическую зависимость оптической проицаемости нейтронов T_c^{opt} , а следовательно, средних ширин и сечений различных прямых процессов. Максимум в зависимости сечения от энергии для прямых процессов будет соответствовать долгоживущему состоянию, хотя и не столь долгому, как при распаде составного ядра. Время распада такого состояния будет определяться временем перехода из одного открытого канала реакции в другой. В случае, когда одночастичные резонансы узки и отстоят друг от друга на достаточно больших расстояниях (по сравнению с шириной этих максимумов), сечение прямого процесса будет вести себя подобно сечению в области изолированных резонансов составного ядра. Исключением будет поведение угловой зависимости сечения прямого процесса и поляризации, которое получит ярко выраженный асимметричный характер и максимум (соответственно излом) в области малых углов. Следовательно, гипотеза ста-

тистической независимости распада от образования таких состояний становится несостоятельной. Это в первую очередь связано с относительно коротким временем жизни одночастичного состояния ядра по сравнению с временем жизни состояний составного ядра.

Когда плотность открытых каналов реакции на выходе становится значительной, можно опять вернуться к гипотезе статистической независимости в спектре возбуждения одночастичных состояний системы.

Наблюдение указанных выше явлений в сечениях прямых реакций и реакций, идущих через стадию составного ядра, представляют для теории и эксперимента значительный интерес.

Литература

1. Wigner E. P., Eisenbud L. Phys. Rev. 72, 29, 1947.
2. Karur P. I., Peierls R. Proc. Phys. Soc. A 166, 277, 1938.
3. Agodi A., Eberly E. Nuovo Cim. 13, 718, 1960.
4. Сердобольский В. И. ЖЭТФ 40, 590, 1961; Nucl. Phys. 21, 245, 1960.
5. Гордеев И. В. ЖЭТФ 42, 1063, 1962.
6. Гордеев И. В. Диссертация НИИ ЯФ МГУ, 1962.
7. Гордеев И. В. Ядерная физика I; № 5, 785, 1965.
(см. также материалы парижской конференции;
Compt. rend. int. Phys. nucl. 2—8. VI. 1964.)
8. Sano M., Yoshida S., Terasawa T., Nucl. Phys. 6, 20, 1958.
9. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Ядерно-физические константы. Госатомиздат, 1963. (Приложение 4, стр. 454).
10. Гордеев И. В., Базазянц Н. О. Атомная энергия, 13, 321, 1962.
11. Гордеев И. В. Атомная энергия, 12, 408, 1962.
12. Feshbach H. Ann. of Phys. 5, 357, 1958; Rev. Mod. Phys. 36, 1076, 1964.
13. Schwinger I., Lippmann B. A. Phys. Rev. 79, 469, 1950.
14. Bethe H. Phys. Rev. 57, 1125, 1940.
15. Block B., Feshbach H. Ann. of Phys. 23, 123, 1963.
16. Shakin C. M. Ann. of Phys. 22, № 3, 1963.

Статья поступила 5 мая 1965 г.

О РАСЧЕТЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЧЕРЕЗ СОСТАВНОЕ ЯДРО

Исследуется формула для сечения упругого рассеяния через составное ядро, полученная на основе математического аппарата работ [1 и 2].

Показано, что в крайнем случае перекрытия уровней составного ядра сечение обращается в нуль. При этом получено предельное условие, накладываемое на отношение $\bar{\Gamma}/D$. Обсуждаются различные модельные представления применительно к предельному условию. Исследуются также случаи различных реакций, в результате которых получаются предельные условия, накладываемые на сумму квадратов по модулю от недиагональных элементов оптической S^0 -матрицы.

Согласно выводам работы [2] энергетическая зависимость сечения упругого рассеяния через составное ядро может быть представлена так:

$$\sigma_{\text{сеч}}(E) = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_l g_l \frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \left[\frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}} - \left(\frac{\pi \bar{\Gamma}_n}{D} \right) \right] \text{ при } \bar{\Gamma}/D \ll 1, \quad (1)$$

k — волновое число падающего нейтрона вне ядра;

i — спин ядра-мишени;

l — спин составного ядра;

$\bar{\Gamma}_n$ — средняя нейтронная ширина с орбитальным моментом l ;

D — среднее расстояние между уровнями составного ядра со спином l . $\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_j + \bar{\Gamma}_{n'}$, $\bar{\Gamma}_{n'} = \sum_{kl'} \bar{\Gamma}_{n'l'}(E - E_k)$.

$\bar{\Gamma}$ — средняя полная ширина;

$\bar{\Gamma}_j$ — средняя радиационная ширина;

$\bar{\Gamma}_{n'l'}$ — средняя нейтронная ширина неупругого рассеяния нейтронов с орбитальным моментом l' .

Отличие формулы (1) от формулы Брайта—Вагнера для среднего сечения упругого рассеяния через составное ядро заключено во втором слагаемом. Очевидно, что эта добавка становится существенной в области энергий падающих нейтронов, где уровни составного ядра начинают перекрываться, т. е. когда $\bar{\Gamma}/D \rightarrow 1$.

Следствием формулы (1) является условие обращения $\sigma_{\text{сеч}}$ в нуль, когда

$$\frac{\bar{\Gamma}}{D} = \frac{2}{\pi}. \quad (1a)$$

Это условие несколько необычно, поскольку при энергиях нейтронов, когда уровни составного ядра начинают перекрываться, т. е.

$\bar{\Gamma} \gg D$. Согласно работе (3)

$$\bar{\Gamma}_{n'} = \sum_{l'k} D \frac{T_{l'}(E - E_k)}{2\pi},$$

где $T_{l'}(E - E_k)$ — проникаемость нейтронов с орбитальным моментом l' выше порога E_k .

Однако, казалось бы, по самому смыслу проникаемости нейтронов (вероятность проникновения частицы во внутрь ядра) она не может быть больше единицы. В то же время, если подставить Γ в выражение (1а), то из условия (1а) следует, что $\sum_{l^k} T_{l^k}(E - E_k)$ принимает значение, равное 4.

Оказывается, что в рамках модели только составного ядра проникаемость может принимать максимальное значение, равное 4. Воспользуемся для этого обычной резонансной теорией для описания процесса рассеяния нейтронов через составное ядро, изложенной, например, в работе [3].

Как известно, в «линейном приближении» для логарифмической производной от волновой функции системы $(A+1)$ частиц вблизи изолированного уровня составного ядра будем иметь:

$$f_l(E) = \left(\frac{df_l}{dE} \right)_{E=E_0} (E - E_0) + \dots + f_l(E_0) = 0, \quad (2)$$

где

$$-\left(\frac{df_l}{dE} \right)_{E=E_0}^{-1} = \bar{\gamma}_{nl}^2 \quad (2a)$$

— определение нейтронной приведенной полуширины для s, p, d, \dots , нейтронов $cl=0, 1, 2, \dots$, где $\bar{\Gamma}_n = 2\bar{\gamma}_{nl}^2 P_l$ — средняя нейтронная ширина; P_l — «проникаемость» нейтронов с орбитальным моментом l (не путать с T_l !), определяемая как:

$$P_l = \text{Im}(r'_l | I_l)_R,$$

где I_l — сходящаяся волна на бесконечности, а вблизи ядра функция Ханкеля первого рода;

I'_l — производная функции Ханкеля по координате

$$P_0 = kR, P_1 = \frac{(kR)^2}{1 + (kR)^2}, P_l = kR v_l, \quad (2b)$$

где R — радиус ядра;

k — волновое число нейтрона вне ядра (подробнее см. [3]).

Выберем логарифмическую производную для случая $l > 0$ в виде

$$f_l(E) = -KR \text{tg}(KR + \xi(E)) \text{ при } r = R, \quad (2в)$$

где K — волновое число нейтрона внутри ядра;

$\xi(E)$ — внутренний сдвиг фазы волновой функции [3].

Предполагая сдвиг фазы $\xi(E)$ гладкой функцией при переходе от одного уровня составного ядра к другому, отстоящих в среднем на расстоянии D , будем приближенно иметь:

$$\frac{dz}{dE} \approx \frac{\pi}{D},$$

где $z(E) = KR + \xi(E)$.

Подставив равенство (2в) в (2а), получим: $\bar{\gamma}_{nl}^2 = D(\pi KR)^{-1}$.

С другой стороны, используем известное соотношение из работы [3]

$$\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} = 2s_{nl} P_l, \text{ где } s_{nl} = \frac{\bar{\gamma}_{nl}^2}{D}. \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) следует, что в модели составного ядра верхний предел будет определяться как:

$$\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} = \frac{(T_l)_{\text{рез}}}{2\pi} = \frac{2}{\pi} \frac{k}{K} v_l, \quad (4)$$

где $v_0 = 1, v_l = \frac{P_l}{kR} = \frac{(kR)^2}{1 + (kR)^2}$ и т. д.

Таким образом, при энергиях нейтронов, соответствующих $\kappa \approx K$ и $\kappa R \gg 1$, их проникаемость, обусловленная только резонансами составного ядра, может принимать значение $(T_l)_{\text{рез}} \leq 4^1$. В случаях, когда, помимо многочастичного взаимодействия в действие вступает механизм одночастичного взаимодействия, как было показано в работе [2], проникаемость нейтронов не может превышать 1 (более подробно об этом см. далее в работе [3] и [5]).

Верхняя граница для отношения $\bar{\Gamma}/D \leq 2/\pi$,

$$\text{или } \sum_{l'k} T_{n'l'}(E - E_k) \leq 4$$

$$\text{при } \bar{\Gamma} \rightarrow \sum_{l'k} \bar{\Gamma}_{n'l'}(E - E_k).$$

Как было показано в работе [6], а еще ранее Фешбахом [8], мнимая часть оптического потенциала остается отрицательной лишь до тех пор, пока выполняется условие

$$\frac{\bar{\Gamma}}{D} \leq \frac{2}{\pi},$$

$$\text{или } \sum_{l'k} T_{l'}(E - E_k) \leq 4$$

$$\text{при } \bar{\Gamma}_n \gg \bar{\Gamma}_l, \bar{\Gamma}_n \text{ и } \frac{\bar{\Gamma}}{D} \leq 1.$$

Таким образом, указывается верхняя граница для отношения $\frac{\bar{\Gamma}_n}{D}$, что следует непосредственно из ясных физических соображений: только отрицательные значения мнимой части оптического потенциала могут описывать распадающиеся состояния составного ядра.

Вместе с тем, в последовательной теории ядерных реакций [2] значения $(T_l)_{\text{рез}}$ не могут превышать 1.

Напомним формулу, следующую из работы [2]:

$$\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} = 2s_{nl}\Pi_l = \frac{(T_l)_{\text{рез}}}{2\pi}, \quad (5)$$

$$\text{откуда } (T_l)_{\text{рез}} = 4\pi s_{nl}\Pi_l,$$

$$\text{где } s_{nl} = \frac{b_{nl}^2}{D} = \frac{W_l}{\pi E_R};$$

m — масса наклона;

$\Gamma_l^0 = \gamma_l^{02} P_l$ — одночастичная ширина;

$$\gamma_l^{02} = - \left(\frac{\partial L_l^0}{\partial E} \right)_{E=E_l^0, W_l + W_l(E)}^{-1} \quad \text{— приведенная одночастичная ширина;}$$

$$L_l^0 = R \left(\frac{d(r u_l^0)}{dr} / r u_l^0 \right)_{r=R} \quad \text{— логарифмическая производная от оптической волновой функции } u_l^0;$$

W_l — мнимая часть оптического потенциала;

E_l^0 — формальное положение одночастичного резонанса, определяемого как $L_l^0(E = E_l^0) = 0$;

¹ См. также [4].

$\Delta_i^0 = -\Delta_i \gamma_i^{02}$ — «смещение» фактического положения одночастичного резонанса относительно его формального положения.
Подставляя выражения для s_i и Π_i в равенство (5), получим

$$(T_i)_{\text{рез}} / E = E_i^0 + \Delta_i^0 = 4\pi s_i \Pi_i / E = E_i^0 + \Delta_i^0 = 4 \frac{W_i \frac{\Gamma_i^0}{2}}{\left(\frac{\Gamma_i^0}{2} + W_i\right)^2},$$

при $E = E_i^0 + \Delta_i^0$.

Откуда видно, что $(T_i)_{\text{рез}}$ не может быть больше 1.

Максимальное значение, принимаемое $(T_i)_{\text{рез}}$ при $\Gamma_i^0/2 = W_i$, равно

Заметим также, что проникаемость нейтронов по резонансам составного ядра, определяемая соотношением (5), совпадает с оптической проникаемостью, определяемой в работе [2] как:

$$(T_i)_{\text{опт}} = 1 - |s_i^0|^2 = \frac{4W_i}{E_R} \Pi_i,$$

где S_i^0 — матрица оптического рассеяния нейтронов.

Так как $W_i = \lambda E_{\text{нат}}$ [6], то из этих двух соотношений (5) и (7) следует, что

$$(T_i)_{\text{рез}} = 4\pi s_i \Pi_i = (T_i)_{\text{опт}} = \frac{4\pi}{E_R} E_R s_i \Pi_i = 4\pi s_i \Pi_i,$$

т. е.

$$(T_i)_{\text{рез}} = (T_i)_{\text{опт}}.$$

С другой стороны, в работе [6] было получено выражение сечения произвольной реакции для двух случаев: 1) $\bar{\Gamma}/D < 1$ и 2) $\bar{\Gamma}/D > 1$ в приближении, когда учитываются простейшие интерференционные члены порядка малости $(\bar{\Gamma}_n/D)^2$. Кроме того, рассматривалось два подслучая а) знаки амплитуд приведенных полуширин уровней распределены случайно (предположение Бете [9]).

Для двух указанных выше случаев, приравняв выражения

$$\sigma_r = \sigma_c - \sigma_{\text{се}} \quad [2] \quad \text{к выражению} \quad \sigma_r = \sum_i \sigma_{r,i} \quad [6],$$

где σ_c — сечение образования составного ядра;

$\sigma_{\text{се}}$ — сечение упругого рассеяния составного ядра;

$\sigma_{r,i}$ — сечение отдельных произвольных реакций,

будем иметь:

$$\frac{2\pi \bar{\Gamma}_n}{D} \left[1 - \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}} \left(1 \mp \frac{\bar{\Gamma}}{D} \right) \right] = \frac{2\pi}{D} \left(1 - \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}} \right) + \sum_{p' \neq p} |S_{p'p}^0|^2,$$

где знак сверху (—) — в левой части уравнения соответствует случаю $\bar{\Gamma}/D < 1$,

знак внизу (+) — соответствует случаю $\bar{\Gamma}/D > 1$.

Из выражения (8) имеем:

$$\sum_{p' \neq p} |S_{p'p}^0|^2 = \left\{ \begin{array}{l} 2\pi \left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \right)^2 \text{ при } \frac{\bar{\Gamma}}{D} < 1 \\ -2\pi \left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \right)^2 + f\left(\frac{\bar{\Gamma}}{D}\right) \text{ при } \frac{\bar{\Gamma}}{D} > 1 \end{array} \right\}. \quad (10)$$

Это выражение является оценкой суммы квадратов модулей недиагональных матричных элементов оптической S^0 -матрицы в случае выполнения предположения Бете [9];

б) знаки амплитуд приведенных полуширин уровней определены (положительные или отрицательные). Приравнивая в этом случае выражение для $\sigma_r = \sigma_c - \sigma_{in}$ [2] и $\sigma_r = \sum_i \sigma_{ri}$ [6], будем соответственно иметь:

$$\frac{2\pi\Gamma_n}{D} \left[1 - \frac{\Gamma_n}{D} \left(1 \mp \frac{\Gamma}{D} \right) \right] = \frac{2\pi\Gamma_n}{D} \left[1 - \frac{\Gamma_n}{D} \left(1 \mp \frac{\Gamma}{D} \right) \right] + \sum_{p' \neq p} |S_{p'p}^0|^2,$$

откуда следует, что если амплитуды приведенных полуширин сохраняют постоянные знаки, то

$$\sum_{p' \neq p} |S_{p'p}^0|^2 = 0. \quad (11)$$

Результат выражения (10) является несколько неожиданным, однако при более строгом математическом рассмотрении закономерным.

В случае постоянства знаков амплитуд приведенных полуширин уровней интерференционные члены в выражении для σ_r из работы [6] не пропадают. Следовательно, с точностью до $(\bar{\Gamma}_n/D)^2$ в выражении для суммарного сечения всех реакций, исключая входной канал, учтены все процессы. Таким образом, сумма (11) должна обращаться в нуль, так как все оптические и прямые процессы уже учтены в диагональном элементе оптической S^0 -матрицы.

При получении выражений (8), (9) и (10) мы не учитываем факторы усреднения сечений реакций по распределению амплитуд приведенных полуширин уровней.

Наконец, помимо соотношений (9) и (10), может быть получено точное выражение для недиагонального элемента оптической S^0 -матрицы ($p' \neq p$). Не останавливаясь здесь на подробностях вывода теории, приведем окончательное выражение для $S_{p'p}^0$, которое имеет вид:

$$S_{p'p}^0 = \Omega_{p'} \left[\delta_{p'p} - \frac{i\Gamma_{p'}^{0/2} \Gamma_p^{0/2}}{E - E_p^0 - \Delta_p^0 + i \left(\sum_{p''} \frac{\Gamma_{p''}^0}{2} + W_{pp''} \right)} \right] \Omega_p,$$

где Γ_p^0 — одночастичная ширина в канале p ;

E_p^0 — положение одночастичного уровня в выбранном потенциале ядра;

Δ_p^0 — «сдвиг» уровня;

$W_{pp''}$ — матричные элементы от мнимой части оптического потенциала $\text{Im}V^0$, взятые на собственных волновых функциях вещественного оптического гамильтониана, т. е.

$$W_{pp''} = \langle \psi_p^0 | \text{Im}V^0 | \psi_{p''}^0 \rangle,$$

где ψ_p^0 — вещественные оптические волновые функции в вещественном оптическом гамильтониане внутри ядра

$$\Omega_p^2 = \left(\frac{I_p}{O_p} \right)_R.$$

где I_p и O_p — сходящаяся и расходящаяся волна на бесконечности (вблизи ядра — это функции Ханкеля 1-го и 2-го рода).

Литература

1. Сердобольский В. И. ЖЭТФ 40, 590, 1961.
2. Гордеев И. В. ЖЭТФ 42, 1063, 1962.
3. Блаатт Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика М., ИИЛ, 1954.
4. Moldauer P. A. Phys. Rev. 129, 754, 1962.
5. Wigner E., Eisenbud L. Phys. Rev. 72, 29, 1947.
6. Гордеев И. В. Журнал «Ядерная физика» № 5, 1965.
7. Гордеев И. В. Диссертация МГУ, 1962.
8. Feshbach H. Ann. of Phys. 5, 357, 1958.
9. Bethe H. Phys. Rev. 57, 1125, 1940.

Статья поступила 4 мая 1965 г.

УЧЕТ ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИЯХ С ПЕРЕ- РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ В ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В единой теории резонансных ядерных реакций [1, 2 и 3] получено общее выражение для недиагонального элемента оптической S^0 -матрицы. При его выводе использовалось разложение оптической волновой функции уравнения Шредингера с комплексным оптическим потенциалом по собственным волновым функциям оптического гамильтониана с вещественным оптическим потенциалом. Выражение для недиагонального элемента S^0 -матрицы позволяет учитывать перераспределение частиц в каналах реакций в рамках обобщенной оптической модели.

Рассмотрение оптической потенциальной матрицы в единой теории резонансных ядерных реакций, развитой в работах [1, 2 и 3], позволяет получить выражение для недиагональных элементов оптической S^0 -матрицы. Для этого оптическая волновая функция уравнения Шредингера с комплексным оптическим потенциалом раскладывалась по собственным волновым функциям вещественного оптического гамильтониана. При этом применяли математический аппарат R -матрицы, предложенный в работах Вигнера и др. [4], позволяющий получить выражение для недиагональных элементов оптической R^0 -матрицы, учитывающей перераспределение частиц в выходных каналах реакций. Пользуясь соотношениями для перехода от R -матрицы к S^0 -матрице в случае изолированного одночастичного уровня, можно вывести точное выражение для недиагонального элемента оптической S^0 -матрицы.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ ТЕОРИИ

В работе [3] дано общее выражение для эффективного оптического гамильтониана H_p^0 :

$$H_p^0 = PNP - \bar{\alpha}_{\lambda p} \overline{(\Gamma^+ | \chi_\lambda \rangle \langle \chi_\lambda | \Gamma)}, \quad (1)$$

где P — оператор проектирования в гильбертово подпространство собственных волновых функций гамильтониана свободного движения в открытых каналах реакций¹;

H — истинный гамильтониан системы «нейтрон плюс ядро-мишень»;

PNP — проекция гамильтониана H в подпространстве P ;

$\alpha_{\lambda p}$ — параметр теории, описанной в работах [2 и 3], обусловленный усреднением исходного уравнения с эффективным гамильтонианом полной задачи по энергетическому интервалу, включающему резонансы составного ядра. В приближении Бете о случайном распределении знаков амплитуда приведенных ширин [5] и изолированных уровней составного ядра $\alpha_{\lambda p} = -1\pi D^{-1}$.

¹ В дальнейшем для сокращения будем обозначать его через P — подпространство.

где

D — среднее расстояние между уровнями составного ядра;

$\Gamma^+ = P H P_\perp$, $\Gamma = P_\perp H P$ — соответственно операторы перехода из P_\perp подпространства в P — подпространство наоборот, т. е. из P — подпространства P_\perp — подпространство, где P_\perp — оператор проектирования в гильбертово подпространство собственных волновых функций закрытых каналов реакций и связанных состояний $|\chi_\lambda\rangle$. Здесь $|\chi_\lambda\rangle$ — собственные волновые функции оператора $P_\perp H P_\perp$, т. е. $(P_\perp H P_\perp)|\chi_\lambda\rangle = E_\lambda|\chi_\lambda\rangle$, где E_λ — собственные значения оператора $P_\perp H P_\perp$.

Оптическая волновая функция $|\psi^{0(+)}\rangle$ подчиняется уравнению Шрёдингера с « $i\epsilon$ »-бесконечно малыми добавками¹.

$$(E + i\epsilon - H_p^0)|\psi^{0(+)}\rangle = i\epsilon|\Phi\rangle,$$

где $|\Phi\rangle$ — волновая функция свободного движения во входном канале c ;

где c — полный набор квантовых чисел, характеризующих канал реакции.

В самом общем виде решение уравнения (2) при $r \gg R$ будет иметь вид:

$$|\psi^{0(+)}\rangle = \sum_{c'} r_{c'}^{-1} v_{c'}^{-\frac{1}{2}} C_{c'} (I_{c'} \delta_{c'e} - S_{c'e}^0 O_{c'}) |c'\rangle, \quad (3)$$

где $C_{c'}$ — коэффициенты разложения $|\psi^0\rangle$ по спин-угловым функциям относительного движения системы, куда входят сферические гармоники, коэффициенты Клебша — Жордана и другие постоянные;

$|c'\rangle$ — спин-угловая часть и волновая функция внутреннего движения системы (частица плюс остаточное ядро);

$r_{c'}$ — относительная координата в канале c' или модуль радиуса — вектора относительного движения системы;

$v_{c'}$ — относительная скорость системы (частица плюс остаточное ядро) в канале c' ;

$I_{c'}$ и $O_{c'}$ — соответственно сходящаяся и расходящаяся волны в канале c' на бесконечности (вблизи ядра — это более сложные функции радиуса — вектора $r_{c'}$);

R — радиус ядра.

В дальнейшем нам понадобится только та часть радиальной оптической волновой функции (3), которая относится к каналу « c »²:

$$|r_c u_c^{0(+)}\rangle = \sum_{c'} v_{c'}^{-\frac{1}{2}} (I_{c'} \delta_{c'e} - S_{c'e}^0 r_{c'}^{-1} O_{c'}) |c'\rangle \rightarrow \rightarrow \sum_{c'} v_{c'}^{-\frac{1}{2}} (I_{c'} \delta_{c'e} - S_{c'e}^0 O_{c'}) |c'\rangle. \quad (4)$$

¹ « $i\epsilon$ » — бесконечно малая добавка, которая автоматически учитывает расходящиеся волны на бесконечности [см. индекс (+) над ψ^0] при решении интегро-дифференциального уравнения типа уравнения Липпмана-Швингера [6] (более подробно описано в работах [1], [2], [3]).

² Для простоты записи мы заключили радиальную часть $r_c r_{c'}^{-1}$ в канал $c' \neq c$ в функцию $|c'\rangle$, т. е. $r_{c'}^{-1} r_c |c'\rangle \rightarrow |c'\rangle$, а при $c' = c$ этот множитель выделен отдельно, т. е. $|c'\rangle \rightarrow |c\rangle$ при $c' = c$.

Волновые функции $|\psi^0\rangle$ нормированы на единицу объема в шкале волновых чисел k , а волновые функции $|u_c^0\rangle$ на скорость (v_c):

$$\langle u_{c'}^{\sim 0(+)} | u_c^{0(+)} \rangle = 2\pi v_{c'}^{-1} \delta_{c'c} \delta(k' - k) = 2\pi h \delta_{c'c} \delta(E' - E). \quad (4a)$$

Индекс тильды (\sim) над $\langle u_c^{0(+)} |$ означает, что для получения сопряженной волновой функции $\langle u_c^{0(+)} |$ (помимо комплексного сопряжения уравнения Шредингера или гамильтониана задачи) необходимо изменить знак мнимой части оптического потенциала на обратный, так как только при этом условии гамильтонианы прямого и сопряженного уравнений совпадают, т. е.

$$H_p^{\sim 0} = H_p^0.$$

Производная по координате r_c в канале c от $|r_c u_c^{\alpha(+)}\rangle$, умноженная на a_c , где a_c — радиус действия ядерных сил в канале c , будет иметь вид:

$$a_c \frac{d}{dr_c} (r_c u_c^{\alpha(+)} |) = v_c^{-\frac{1}{2}} a_c (I_c | c \rangle - \sum_{c'} v_{c'}^{-\frac{1}{2}} v_c^{\frac{1}{2}} S_{c'e}^0 O_{c'}^0 | c' \rangle), \quad (5)$$

$$\text{где } I_c = \frac{dI_c}{dr_c};$$

$$O_c = \frac{dO_c}{dr_c}.$$

Обобщим определение логарифмической производной по координате от радиальной части оптической волновой функции для одного канала реакции на случай многих каналов реакции $c' \neq c$, применив аппарат R -матрицы [4].

В случае многих каналов реакции радиальная часть оптической волновой функции может быть связана с производными от нее через элементы оптической R^0 -матрицы в разных каналах $c'' \neq c$ при соответствующих значениях радиусов каналов $r_{c'} = a_{c'}$.

$$(m_c a_c)^{-\frac{1}{2}} | a_c u_c^{\alpha(+)}(a_c) \rangle = \sum_{c'} R_{c'e}^0 (m_{c'} a_{c'})^{-\frac{1}{2}} a_{c'} \times (r_{c'} u_{c'}^{\alpha(+)}(r_{c'})) | r_{c'} = a_{c'} \rangle, \quad (6)$$

где $R_{c'e}^0$ — элементы R^0 -матрицы.

Множители $(m_c a_c)^{-\frac{1}{2}}$ и $(m_{c'} a_{c'})^{-\frac{1}{2}}$ введены здесь для упрощения формулы, поскольку, как это выяснится впоследствии, они придают конечной формуле для S^0 -матрицы симметричный вид.

Подставляя в уравнение (6) выражения (4) и (5), будем иметь:

$$\begin{aligned} & k^{-\frac{1}{2}} a_c^{\frac{1}{2}} (I_c | c \rangle - \sum_{c'} S_{c'e}^0 O_{c'}^0 | c' \rangle) | r_{c'} = a_{c'} \rangle = \\ & = \sum_{c'} R_{c'e}^0 k^{-\frac{1}{2}} a_{c'}^{\frac{1}{2}} (I_{c'} | c'' \rangle - \sum_{c''} S_{c''e}^0 O_{c''}^0 | c'' \rangle) | r_{c''} = a_{c''} \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где для удобства вводим:

$$(S_{c'e}^0)_{\text{нов}} \rightarrow (S_{c'e}^0)_{\text{стар}} v_c^{\frac{1}{2}} v_{c'}^{-\frac{1}{2}}.$$

Если понимать под $|c\rangle$ вектор \vec{C} и ввести диагональные матрицы $\frac{1}{2} k^{-1} a^{-1} I, O, I'$ и O' с помощью определений типа $I'_{c'e} = I'_{c'e} \delta'_{c'e}$ и т. д., то соотношение (7) можно представить в матричном виде:

$$k^{-\frac{1}{2}} a^{-\frac{1}{2}} (I - OS^0) \vec{C} = R^0 k^{-\frac{1}{2}} a^{-\frac{1}{2}} (I' - O'S^0), \quad (8)$$

откуда ввиду произвольности векторов \vec{C} следует основное соотношение между R^0 и S^0 -матрицами:

$$k^{-\frac{1}{2}} a^{-\frac{1}{2}} (I - OS^0) = R^0 k^{-\frac{1}{2}} a^{-\frac{1}{2}} (I' - O'S^0). \quad (9)$$

Вводя затем диагональные матрицы:

$$L_{c'e} = \delta_{c'e} a_{c'} O'_{c'} O_{c'}^{-1} |r_{c'} = a_{c'}$$

$$L^*_{c'e} = \delta_{c'e} a_{c'} I'_{c'} I_{c'}^{-1} |r_{c'} = a_{c'}$$

и используя известные правила коммутации диагональных матриц, получим:

$$S^0 = (ka)^2 O^{-1} (1 - R^0 L)^{-1} (1 - R^0 L^*) I (ka)^2. \quad (10)$$

Это выражение можно привести к более удобному виду, вводя величины $\Omega^2 = IO^{-1} |r_{c'} = a_{c'}$, $L = \Delta + iP$, $L^* = \Delta - iP$ и используя вронскиан решений I и O :

$$a(I'O - O'I)|_{r=a} = -2ika = -2iPIO|_{r=a}.$$

После некоторых тождественных преобразований выражение (10) примет эдекватную форму:

$$S^0 = \Omega P^{\frac{1}{2}} [1 + 2i(1 - R^0 L)^{-1} R^0 P] P^{-\frac{1}{2}} \Omega = \Omega^2 + 2i\Omega P^{\frac{1}{2}} (1 - R^0 L)^{-1} R^0 P^{\frac{1}{2}} \Omega. \quad (11)$$

Последнее выражение для S^0 удобно тем, что в нем ясно видна как часть, зависящая от состояний падающей и расходящейся волны, т. е. P и Ω , так и часть, зависящая преимущественно от внутренних свойств ядра, т. е. $(1 - R^0 L)^{-1} R^0$.

Перейдем теперь к нахождению выражения для R^0 -матрицы.

Для этого выделим сначала в оптическом гамильтониане потенциал взаимодействия, а затем мнимую и вещественную части его. В общем случае оптический гамильтониан имеет вид равенства (1) и его можно представить как: $H_p^0 = H_{op} + V_p^0$,

где H_{op} — гамильтониан свободного движения системы;

V_p^0 — оптический потенциал взаимодействия.

С другой стороны, из равенства (1) следует, что если

$$H = H_0 + V, \text{ то } PHP = H_{op} + V_p, \text{ а } V_p = PVP, \quad (12)$$

$$\text{Re } H_p^0 = H_{op} + \text{Re } V_p^0, \text{ Re } V_p^0 = V_p,$$

$$\text{Im } V_p^0 = -\bar{\alpha}_{\lambda,p} (\Gamma^+ |\chi_\lambda\rangle \langle \chi_\lambda| \Gamma).$$

Выделим также потенциал взаимодействия в каждом канале реакции c , т. е.

$$H_c^0 = H_{oc} + V_c^0 = H_{oc'} + V_{c'}^0 = \dots \quad (13)$$

при этом $H_c^0 = H_{c'}^0 = \dots$, но $H_{oc} \neq H_{oc'}$, $V_c^0 \neq V_{c'}^0$.

В дальнейшем нам понадобится разложение радиальной части оптической волновой функции $|u_c^0\rangle$ по собственным волновым функциям $|v_c^0\rangle$ вещественной части оптического гамильтониана ReH_p^0 . Волновые функции $|v_c^0\rangle$, следовательно, должны удовлетворять уравнению:

$$(R_c H_p^0 - E_c^0) |v_c^0\rangle = 0, \quad (14)$$

где

$$R_c H_p^0 = H_{op} + Re V_p^0;$$

E_c^0 — собственные значения оператора ReH_p^0 , соответствующие одночастичным резонансам в вещественной части оптического потенциала ReV_p^0 .

Поскольку потенциал ReV_p^0 вещественен, то вещественны и волновые функции v_c^0 .

Разложим теперь волновые функции комплексного оптического потенциала $|u_c^0\rangle$ в канале c по волновым функциям вещественного оптического потенциала $|v_c^0$, т. е.

$$|u_c^{0(+)}\rangle = \sum_c |v_c^0\rangle \langle v_c^0 | u_c^{0(+)}\rangle, \quad (15)$$

где суммирование распространяется на весь спектр собственных значений оператора ReH_p^0 . Как и волновые функции $|u_c^0\rangle$, волновые функции v_c^0 в своем «подпространстве P » удовлетворяют условиям ортогональности и полноты:

$$\langle v_c^0 | v_{c'}^0 \rangle = 2\pi v_c^{-1} \delta_{c,c'} \delta(k' - k);$$

$$\sum_c |v_c^0\rangle \langle v_c^0| = 2\pi h \delta(\vec{r} - \vec{r}').$$

Для нахождения коэффициентов разложения (15) воспользуемся системой уравнений (2) и (14). При этом в уравнении (2) члены с $i\epsilon$, которые являются бесконечно малыми добавками, опустим, поскольку для нахождения искомым коэффициентов нам не понадобится выделять расходящиеся волны на бесконечности. Кроме того, в уравнении (2) выделим только ту радиальную часть, которой удовлетворяет волновая функция $\langle \tilde{u}_c^{0(-)} |$ в канале c' , т. е.

$$(E - H_{c'}^0) \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | = 0,$$

где $\langle \tilde{u}_c^{0(-)} |$ — обращенное по времени решение радиального уравне-

ния (2) с гамильтонианом $O\tilde{H}_{c'}^0 O^{-1} = H_{c'}^0$;

O — оператор обращения знаков спиновых частиц;

тильда (\sim) — операция обращения знака мнимой части оптического потенциала. При этом обращенное решение связано с прямым решением $u_c^{0(+)}$ соотношением:

$$\langle \tilde{u}_c^{0(-)}(M) | = (-1)^{I-M} O | u_c^{0(+)}(-M) \rangle,$$

где I — полный момент системы;

M — его проекция [1, 2 и 3].

¹ Для простоты математических выкладок непрерывную часть спектра, которую можно учесть без особых математических усложнений путем добавления непрерывной части спектра в равенство (15) опустим, т. е. это равенство заменится на

$$|u_c^{0(+)}\rangle = \sum_{c'} |v_{c'}^0\rangle \langle v_{c'}^0 | u_c^0 \rangle + \int dE' \int dE'' |v^0(E', c')\rangle \langle v^0(E'', c')|.$$

Умножая уравнение (2) слева на $\langle v_c^0 |$, а уравнение (14) слева на $\langle \tilde{u}_c^{0(-)} |$ и интегрируя их по объему с радиусом $r_c = a_c$, а также вычитая из первого полученного выражения второе, получим:

$$(E_c^0 - E) \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | u_c^0 \rangle = -i \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | \text{Im} V_c^0 | v_c^0 \rangle - \frac{\hbar^2 a_c}{2m_c} \left(\langle \tilde{u}_c^{0(-)} | \right) v_c^0(a_c) \left(L_v^0(a_c) - L_u^0(a_c) \right), \quad (16)$$

$$\text{где } L_v^0(a_c) = a_c (r_c v_c^0)'_{a_c} (a_c v_c^0(a_c))^{-1}$$

$$L_u^0(a_c) = a_c (r_c u_c^0)'_{a_c} (a_c u_c^0(a_c))^{-1}$$

Волновые функции $|v_c^0\rangle$ представляют собой реальные состояния частицы в вещественном оптическом потенциале. Все допустимые решения уравнения (16) типа $|r_c v_c^0\rangle$ должны обращаться в нуль при $r_c = 0$. Выделим среди них те, которые имеют нулевую производную на поверхности ядра при $r_c = a_c$, или точнее логарифмическую производную, равную нулю, т. е.

$$L_v^0(a_c) = \frac{a_c (r_c v_c^0)'_{r_c}}{r_c v_c^0} \Big|_{r_c = a_c} = 0^1. \quad (17)$$

Это условие будет выполняться при определенных значениях энергии. Назовем эти значения энергии собственными значениями E_c^0 .

Согласно теореме взаимности матричные элементы прямой и обратной по времени задач равны [1, 2 и 3].

В связи с тем, что на основании теоремы Грина — Остроградского имеем [1], [2], [3]:

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} i\epsilon \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | v_c^0 \rangle = i \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | \text{Im} V_c^0 | v_c^0 \rangle$$

и

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} i\epsilon \langle v_c^0 | u_c^{0(+)} \rangle = i \langle v_c^0 | \text{Im} V_c^0 | u_c^{0(+)} \rangle,$$

то из вышесказанного сразу следует, что

$$\langle v_c^0 | \text{Im} V_c^0 | u_c^{0(+)} \rangle = \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | \text{Im} V_c^0 | v_c^0 \rangle,$$

а следовательно,

$$\langle \tilde{u}_c^{0(-)} | v_c^0 \rangle = \langle v_c^0 | u_c^{0(+)} \rangle, \quad (18)$$

где $\langle \dots | \dots \rangle$ означает интегрирование по всему конфигурационному объему системы.

¹ При этом не учитывались экспоненциальные хвосты волновых функций $|v_c^0\rangle$ вне ядра. Учет их не представляет принципиальных трудностей [4]. Для этого достаточно соотношение (6) заменить на соотношение

$$(m_c a_c)^{-\frac{1}{2}} |a_c u_c^{0(+)}(a_c)\rangle = \sum_{c'} R_{c',c}^0(m_c, a_c) \left[(r_c u_c^{0(+)}(r_c))'_{a_c} - B_c(a_c, v_c^0(a_c)) \right],$$

а соотношение (17) на соотношение $L_v^0 = B_c$, $B_c = -a_c \sqrt{2m_c E_c^0}$ или заменить Δ_c на $\Delta_c - B_c$, так как B_c — действительные величины, то окончательная формула (32) сохранит свой прежний вид (см. стр. 100).

Разложим теперь волновую функцию $\langle \tilde{u}_c^{0(-)} |$ по собственным волновым функциям v_c^0 оператора ReH_p^0 . Тогда аналогично равенству (15) будем иметь:

$$\langle \tilde{u}_c^{0(-)} | = \sum_c \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | v_c^0 \rangle \langle v_c^0 |. \quad (19)$$

Подставляя соотношения (18) и (19) в уравнение (16), после некоторых тождественных преобразований получим:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | v_c^0 \rangle &= \langle v_c^0 | u_c^{0(+)} \rangle = \\ &= \frac{\hbar (rm_c a_c)^{-1} a_c v_c^0(a_c) [r_{c'} (r_{c'} u_c^{0(+)'})]_{r_{c'} = a_c}}{\sum_c^0 -i \sum_{c'} W_{cc'} - E}, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$W_{cc'} = - \langle v_c^0 | Im V_c^0 | v_{c'}^0 \rangle = \frac{\langle v_{c'}^0 | u_c^{0(+)} \rangle a_c}{\langle v_c^0 | u_{c'}^{0(+)} \rangle a_c}.$$

На основе теоремы взаимности (18) имеем:

$$|r_{c'} u_c^{0(+)} \rangle = \sum_{c'} |r_{c'} v_{c'}^0 \rangle \langle v_{c'}^0 | u_c^{0(+)} \rangle = \sum_{c'} |r_{c'} v_{c'}^0 \rangle \langle \tilde{u}_c^{0(-)} | v_{c'}^0 \rangle. \quad (21)$$

Подставляя равенство (20) в равенство (21) и для перехода к формуле (6) заменим r_c на a_c , а $r_{c'}$ на $a_{c'}$, тогда будем иметь

$$|a_c u_c^{0(+)}(a_c) \rangle = \sum_{c'} \frac{a_c v_c^0(a_c) \hbar^2 a_{c'} (rm_{c'})^{-1} v_{c'}^0(a_{c'}) [r_{c'} u_c^{0(+)'}]_{a_{c'}}}{E_c^0 - i \sum_{c'} W_{cc'} - E}. \quad (22)$$

Сравнивая равенство (22) с (6), нетрудно заметить, что под знаком суммы в равенстве (22) стоят два множителя, один из которых

$$\left(\frac{m_c a_c}{m_{c'} a_{c'}} \right)^{\frac{1}{2}} a_c \cdot [r_{c'} u_c^{0(+)'(r_{c'})}]_{r_{c'} = a_{c'}}.$$

а другой как раз может быть сопоставлен недиагональному элементу $\tilde{R}_{c'e}^0$ матрицы, т. е.

$$R_{c'e}^0 = \frac{\gamma_{c'}^0 \gamma_e^0}{E_c^0 - i \sum_{c'} W_{cc'} - E}; \quad (23)$$

$$\gamma_{c'}^0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_{c'} a_{c'}} \right)^{\frac{1}{2}} (a_{c'} v_{c'}^0(a_{c'})); \quad (23a)$$

$$\gamma_e^0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_{c'} a_{c'}} \right)^{\frac{1}{2}} (a_{c'} v_c^0(a_{c'})). \quad (23b)$$

Величины γ_c^{00} и $\gamma_{c'}^{00}$ имеют ясный физический смысл — это одночастичные приведенные полуширины уровней E_c^0 и $E_{c'}^0$ соответственно в каналах c , c' . Они определяют в конечном счете ширины одночастичных резонансов в оптическом вещественном потенциале ReV_p^0 .

Поскольку для R^0 -матрицы получено выражение, в котором присутствует только один уровень E_c^0 , то не представляет труда получить выражение S^0 -матрицы. Для этого воспользуемся выражением (11) и запишем новое равенство для недиагонального элемента $S_{c'e'}^0$; при этом матрицу $(1-R^0L)^{-1}R^0$ обозначим через X , т. е.

$$X = (1 - R^0L)^{-1} R^0. \quad (24)$$

Тогда вследствие диагональности других матриц Ω_c , P_c сразу будем иметь:

$$S_{c'e'}^0 = \Omega_{c'e'}^2 \delta_{c'e'} + 2i\Omega_c P_c^2 X_{c'e'} P_c^2 \Omega_c. \quad (25)$$

Для получения недиагонального матричного элемента $S_{c'e'}^0$ воспользуемся равенством (24), для чего, умножив равенство (24) слева на $(1 - R^0L)$, получим

$$(1 - R^0L)X = R^0. \quad (26)$$

Подставляя в уравнение (26) выражение для R^0 из уравнения (23) и переходя от матричной записи к записи через матричные элементы, будем иметь:

$$(E_c^0 - i \sum_{c''} W_{cc''} - E) X_{c'e} - \gamma_c^0 \sum_{c''} \gamma_{c''}^0 L_{c''} X_{c''e'} = \gamma_c^0 \gamma_{e'}^0. \quad (27)$$

Деля уравнение (27) на $\gamma_{e'}^0$, нетрудно установить, что произведение $X_{c'e'} (\gamma_{e'}^0)^{-1}$ согласно этому уравнению не зависит от индекса c . Поэтому его можно представить в виде:

$$X_{c'e'} (\gamma_{e'}^0)^{-1} = \beta_{c'e'}. \quad (28)$$

Подставляя уравнение (28) в (27), получаем выражение для $\beta_{c'e'}$:

$$\beta_{c'e'} = \gamma_c^0 - [E_c^0 - E - i \sum_{c''} W_{cc''} - \sum_{c''} \gamma_{c''}^{02} L_{c''}]^{-1}. \quad (29)$$

Из уравнений (28) и (29) получаем выражение для $X_{c'e'}$:

$$X_{c'e'} = \gamma_c^0 \gamma_{e'}^0 [E_c^0 - E - i \sum_{c''} W_{cc''} - \sum_{c''} \gamma_{c''}^{02} L_{c''}]^{-1}. \quad (30)$$

Подставляя уравнение (30) в (25), будем иметь:

$$S_{c'e'}^0 = \Omega_c \Omega_{c'} \delta_{c'e'} + 2i\Omega_c \frac{P_c^2 \gamma_c^0 P_c^2 \gamma_{e'}^0}{E_c^0 - E - i \sum_{c''} W_{cc''} - \sum_{c''} \gamma_{c''}^{02} L_{c''}} \Omega_{c'}. \quad (31)$$

Выражение (31) можно привести к более обычной «бравитвигнеровской» форме, если ввести следующие параметры:

$$\Gamma_c^0 = 2\gamma_c^{02} P_c - \text{одночастичная ширина в канале } c,$$

$$L_c = \Delta_c + iP_c, \quad \Delta_c^0 = -\Delta_c \gamma_c^{02} - \sum_{c'' \neq c} \Delta_{c''} \gamma_{c''}^{02}.$$

Тогда выражение (31) примет следующий окончательный вид:

$$S_{c'e'}^0 = \Omega_c \Omega_{c'} \left\{ \delta_{c'e'} - \frac{i\Gamma_c^{01/2} \Gamma_{e'}^{01/2}}{E - E_c^0 - \Delta_c^0 + i \sum_{c''} \left(\frac{\Gamma_{c''}^0}{2} + W_{cc''} \right)} \right\}. \quad (32)$$

В формуле (32) первый член определяет хорошо известное потенциальное рассеяние на непроницаемой сфере, а второй — резонансный член — оптическое рассеяние вблизи одночастичного резонанса при $E \approx E_c^0$. Однако в полную ширину резонансного члена входят не только одночастичные ширины, но и мнимые добавки, связанные с переходами через составное ядро, т. е. недиагональные матричные элементы от мнимой части оптического потенциала W_{cc^*} .

В отличие от прежних результатов работ уравнения (2) и (3) в выражении для S^0 -матрицы учитывают как одночастичные переходы из одного канала реакции в другой, так и многочастичные переходы через составное ядро.

Литература

1. Сердобольский В. И. ЖЭТФ 40, 590, 1961.
2. Гордеев И. В. ЖЭТФ 42, 1063, 1962.
3. Гордеев И. В. «Ядерная физика» (в печати), см. также Материалы Минской конференции 1965 г.
4. Wigner E. P., Eisenbud L. Phys. Rev. 72, 29, 1947.
(см. перевод «Проблемы современной физики», выпуск I, ИИЛ, М., 1954).
5. Bethe H. Phys. Rev. 57, 1125, 1940.
6. Schwinger I., Lippmann B. A. Phys. Rev. 79, 469, 1950.

Статья поступила 4 мая 1965 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
I. Ядерная радиоэлектроника	
В. П. Антипенков, Б. В. Артемов, Н. Б. Галиев. К оценке экономической эффективности измерительных приборов при государственных испытаниях	5
В. П. Антипенков, Б. В. Артемов, Н. Б. Галиев, А. И. Цыганов. Об амплитудных характеристиках счетных систем	10
Б. В. Артемов, В. П. Антипенков, Н. Б. Галиев, А. И. Цыганов. Методы определения разрешающего времени пересчетных приборов	15
Б. В. Артемов, В. П. Антипенков, Н. Б. Галиев, А. И. Цыганов. Способ уменьшения просчетов счетных систем с разрешающим временем непродлевающегося типа	25
В. П. Антипенков, Б. В. Артемов, Л. С. Кузнецов, А. И. Цыганов. О работе пересчетных устройств в пульсирующем режиме	27
В. И. Албул. Метод определения разрешающей способности сцинтилляционных счетчиков	30
В. И. Албул, С. А. Стоянова. Устройство для стабилизации положения фотоплаки на оси энергий	33
II. Дозиметрия и спектрометрия ионизирующих излучений	
Л. С. Рузер. К оценке радиационной опасности при вдыхании радона с дочерними продуктами	38
В. П. Антипенков, Б. В. Артемов, Л. С. Кузнецов, В. Г. Лабушкин, Л. С. Рузер, Р. В. Хорьков, А. И. Цыганов. Образцовая установка для определения концентраций дочерних продуктов радона в воздухе	43
А. П. Ермилов, В. Г. Лабушкин, Л. С. Рузер, Э. К. Степанов, Н. В. Тютиков. Исследование распределения естественных α -активных аэрозолей по глубине фильтра	47
В. И. Албул, А. П. Ермилов, В. В. Клинов, В. Г. Лабушкин. Исследование короткоживущих спектрометрических α -источников, полученных диффузионным осаждением дочерних продуктов распада радона	50
Э. К. Степанов, Н. В. Тютиков. Исследование спектральных характеристик образцовых α -источников	53
В. М. Морозов. Технология изготовления ванадиевых мишеней	57
Н. П. Глазков. Эффект рекомбинации в шаровом He^3 -спектрометре высокого давления	69
Н. П. Глазков. Интегральный и дифференциальный способы спектрометрии нейтронов по протонам отдачи (обзор)	72
III. Некоторые вопросы теории ядерных реакций	
И. В. Гордеев. Некоторые вопросы теории ядерных реакций	77
И. В. Гордеев. О расчете сечения упругого рассеяния через составное ядро	85
И. В. Гордеев. Учет прямых процессов в реакциях с перераспределением частиц в обобщенной оптической модели	91

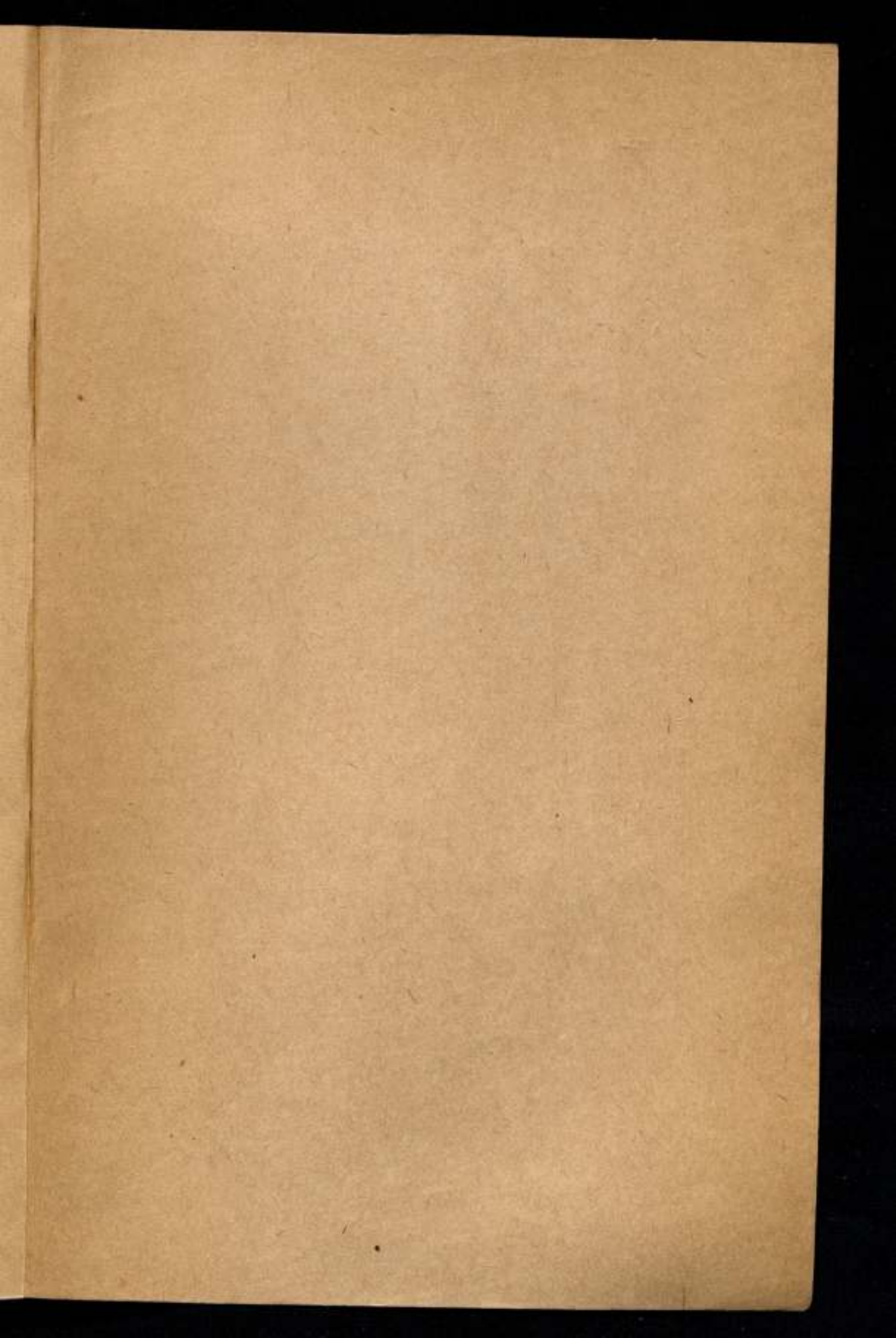
**ИЗМЕРЕНИЯ В ОБЛАСТИ ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ**

Редактор *В. И. Себальников*
Техн. редактор *А. М. Махарова*
Корректор *А. П. Якуничкина*

Сдано в набор 14/II 1966 г. Подписано в печать 16/IX 1966 г.
Т-12735. Формат 70×108¹/₁₆. 6,25 печ. л., 8,75 усл. печ. л.
6,82 уч.-изд. л. Тираж 2000. Цена 48 коп. Изд. № 86/8, Заказ 662

Издательство стандартов
Москва, К-1, ул. Щукина, 4.

Тип. «Московский печатник». Москва, Лялин пер., 6. Зак. 662



Цена 48 коп.