

Значения K_p для Co^{60} и Cs^{137} и коэффициента η при наличии поглотителя из железа ($t=15$ лет)

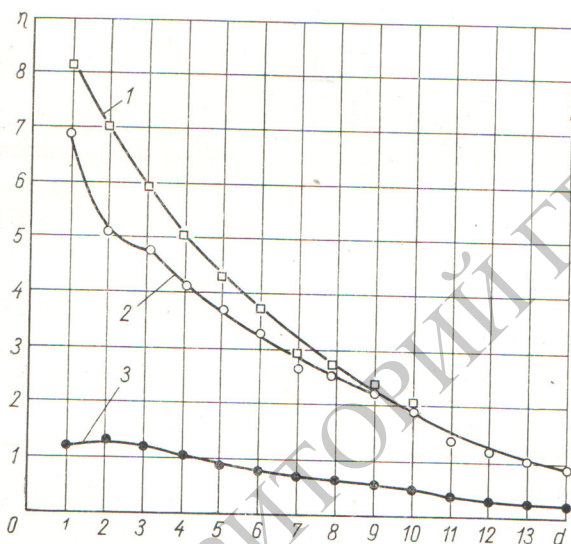
Таблица 2

Толщина поглотителя, см	K_p		η
	Co^{60}	Cs^{137}	
1	10,2	1,5	6,8
2	9,6	1,9	5,1
3	12,1	2,6	4,7
4	15,2	3,7	4,1
5	20,0	5,5	3,7
6	26,3	8,1	3,3
7	32,3	12,3	2,6
8	48,7	19,2	2,5
9	67,0	29,7	2,3
10	89,7	46,7	1,9
11	128	93,8	1,4
12	177	147,8	1,2
13	247	241	1,0
14	344	391	0,9

Значения K_p для Co^{60} и Cs^{137} и коэффициента η при наличии поглотителя из железа ($t=2$ года)

Таблица 3

Толщина поглотителя, см	K_p		η
	Co^{60}	Cs^{137}	
1	1,9	1,6	1,19
2	1,8	1,4	1,30
3	2,2	1,8	1,20
4	2,8	2,6	1,05
5	3,6	3,9	0,93
6	4,8	5,8	0,83
7	5,9	8,8	0,67
8	8,8	13,6	0,65
9	12,2	21,2	0,57
10	16,3	33,2	0,49
11	23,2	66,4	0,35
12	32,1	104,1	0,31
13	44,8	170,1	0,26
14	62,4	276,5	0,23



Зависимость коэффициента η от толщины контролируемого железа d , см:

1 — для η' ($t=15$ лет); 2 — для η ($t=15$ лет); 3 — для η ($t=2$ года).

Расчетные данные и ход кривых показывают, что для $t=15$ лет до толщин 13 см Cs^{137} имеет явные

преимущества перед Co^{60} . Для $t=2$ года коэффициент η становится равным единице при $d=4$ см. Но приведенные толщины не являются граничными, так как следует учесть, что допустимая активность в серийных блоках источников излучения для γ -реле типа КЗ [3] составляет 45,3 мкР/сек.м для Cs^{137} и 6,25 мкР/сек.м для Co^{60} . Следовательно, при одинаковых условиях контроля Cs^{137} можно поместить в блок в 7,25 раза больше, чем Co^{60} . Последнее означает, что с точки зрения техники безопасности преимущества Co^{60} перед Cs^{137} появляются при $\eta = \frac{1}{7,25} = 0,138$, что соответствует $d=25$ см для $t=15$ лет и $d=19$ см для $t=2$ года.

Температурный фактор здесь не рассматривался, поскольку он освещен в работе [1].

Поступило в Редакцию 14/IX 1966 г.
В окончательной редакции 12/XII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Гольдин. «Атомная энергия», 15, 514 (1963).
2. Л. Я. Лившиц, Д. С. Герчиков. «Изотопы в СССР», No. 2, 31 (1966).
3. М. Л. Гольдин. Автоматический контроль уровня гамма-лучами. М., Госатомиздат, 1963.
4. О. П. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.

Сдвоенный масс-спектрометр с неоднородным магнитным полем

Н. А. ШЕХОВЦОВ, В. Ф. ШКУРОДА, А. С. КУЗЕМА, А. С. КОЛОСКОВ

УДК 543.420.62

Технические возможности применения любого масс-спектрометра в основном определяются его разрешающей способностью и чувствительностью. Разрешающая способность масс-спектрометров с однородным магнит-

ным полем зависит от ионно-оптических параметров источника ионов и масс-анализатора. С достаточной для практических целей точностью она может быть определена через радиус центральной траектории ионов

или дисперсию следующим образом:

$$A = \frac{r_0}{s_1 + s_2 + r_0 \left(\alpha^2 + \frac{\Delta u}{u} \right)} = \frac{d_0 \frac{m}{\Delta m}}{s_1 + s_2 + d_0 \frac{m}{\Delta m} \left(\alpha^2 + \frac{\Delta u}{u} \right)}, \quad (1)$$

где r_0 — радиус центральной траектории ионов; s_1 — ширина выходной щели источника ионов; s_2 — ширина приемной щели коллектора ионов; α — половина апертурного угла источника; Δu — разброс ионов по энергиям; d_0 — дисперсия ионов в однородном магнитном поле; m — масса иона.

Предельную разрешающую способность для определенного масс-спектрометрического устройства можно получить при $s_1 \rightarrow 0$:

$$A_{\text{пр}} = \frac{1}{\alpha^2 + \frac{\Delta u}{u}}. \quad (2)$$

Приближение разрешающей способности к предельной при сохранении светосилы достигается либо повышением ускоряющего ионы напряжения (что было использовано в некоторых конструкциях масс-спектрометров [1]), либо увеличением дисперсии прибора путем увеличения радиуса траектории ионов. При этом влияние $s_1 + s_2$ в знаменателе выражения (1) с увеличением радиуса уменьшается.

Такие методы повышения разрешающей способности приводят к нежелательным осложнениям конструкции масс-спектрометра и возрастанию его габаритов.

В большинстве случаев необходимую разрешающую способность получают путем сужения щели источника, что в свою очередь приводит к потере в светосиле и чувствительности прибора (известное противоречие между светосилой и разрешающей способностью).

Для увеличения дисперсии без существенного увеличения габаритов анализатора в масс-спектрометрии используются неоднородные магнитные поля с осевой симметрией, убывающие в средней плоскости пропорционально радиусу.

Например, в работах [2, 3] были построены приборы с высокими ионно-оптическими показателями. В магнитном зазоре этих приборов поле изменяется по закону $H = H_0 \frac{r_0 + a}{r + a}$, где a — расстояние от центра равновесной траектории иона до точки пересечения образующих конических полюсных наконечников.

Дисперсия и фокусное расстояние такой системы определяются выражениями

$$d = \frac{d_0}{1-n}; \quad (3)$$

$$f = \frac{r_0 \operatorname{ctg} \sqrt{1-n} \varphi / 2}{\sqrt{1-n}}, \quad (4)$$

где n — коэффициент неоднородности; φ — угол поворота ионов в магнитном поле.

Из формул (3) и (4) следует, что для увеличения дисперсии необходимо приближать n к единице. При этом растет фокусное расстояние и габариты системы. Фокусировки по направлению нет. Этим и объясняется то, что в масс-спектрометрии не применяются поля

типа $H = H_0 \frac{r_0}{r}$. Однако фокусировку заряженных

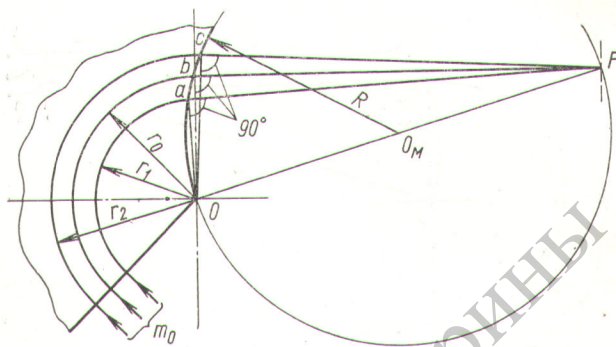


Рис. 1. Фокусировка ионов по направлению в масс-анализаторе с неоднородным магнитным полем.

частиц по направлению в таком поле можно осуществить определенным выбором его границ.

Если задать выходную границу поля в виде окружности, построенной на отрезке OF как на диаметре (рис. 1), параллельный пучок ионов одинаковой массы, покидающий поле, можно сфокусировать в точке F . Это очевидно, так как углы OaF , ObF и OcF вписаны в окружность радиусом R и опираются на ее диаметр OF , образуя три прямоугольных треугольника с одинаковой гипотенузой OF . Катеты Oa , Ob , Oc указанных треугольников являются радиусами r_0 , r_1 , r_2 траекторий ионов: катеты aF , bF , cF — касательные к концентрическим траекториям пучка ионов.

Аналогично построение и для расходящегося пучка ионов, выходящего из ионного источника. В обоих случаях круговые границы поля выполняют роль собирающих магнитных линз. Из геометрии хода лучей видно, что фокусирующая система с неоднородным полем типа $H = H_0 \frac{r_0}{r}$ не имеет геометрических аберраций.

Ширина щели источника при параллельном пучке ионов не влияет на разрешающую способность прибора.

Уравнение движения иона с массой $m > m_0$ в таком поле может быть с достаточной точностью представлено формулой

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{1-a^2}} \ln [x(1-a) + \sqrt{x^2(1+a^2) + 2x(1+a) + 1}], \quad (5)$$

где

$$x = \frac{r - r_0}{r_0}; \quad a = \sqrt{\frac{m_0}{m}}.$$

Из выражения (5) можно найти радиальную дисперсию, величина которой растет пропорционально квадрату угла отклонения ионов в магнитном поле. Преимущество неоднородного поля особенно заметно для систем с $\varphi > \pi$.

Рассматривая траекторию иона с массой m относительно траектории иона с массой m_0 на выходной границе поля (рис. 2), можно определить полную дисперсию для ионов с массой m и m_0 в месте фокуса:

$$d = d_r + f(\theta - \alpha),$$

где d_r — радиальная дисперсия; θ — угловая диспер-

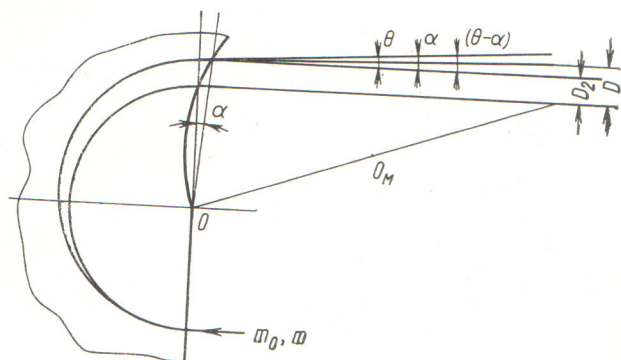


Рис. 2. Траектории ионов различных масс в неоднородном поле.

сия; α — угол, на который уменьшается θ за счет формы границ поля.

Дисперсию прибора можно менять в широких пределах за счет изменения фокусного расстояния.

Теоретические предпосылки, изложенные нами и опубликованные в работе [4], нашли хорошее подтверждение на промышленной модели масс-спектрометра МС-62, краткое описание конструкции которого и основные технические характеристики приводятся ниже.

Масс-спектрометр МС-62 разработан для решения задач изотопного анализа газообразных веществ и отличается от аналогичных существующих приборов тем, что в нем реализуются преимущества неоднородного поля, изменяющегося по закону $H = H_0 \frac{r_0}{r}$, и пре-

дусмотрена возможность измерения отношения интенсивности двух любых массовых линий. Упрощенная принципиальная схема масс-спектрометра МС-62 приведена на рис. 3. Два ионных пучка выходят из одного и того же источника и попадают в два отдельных симметрично расположенных магнитных анализатора с углом отклонения ионов 180° . Камеры анализаторов соединены между собой. Ионы, вышедшие из источника с противоположных направлений, описывают симметричные траектории и после поворота на 180° в каждом анализаторе попадают на два самостоятельных коллектора. Меняя напряженность поля в зазоре электромагнита каждого анализатора в отдельности, можно привести на коллектор приемника любую пару ионных пучков. Интенсивности ионных токов усиливаются с помощью двух усилительных каналов и измеряются компенсационным методом. Получаются как бы два масс-спектрометра, работающих от одного источника и имеющих общую вакуумную систему.

Для фокусировки ионных пучков по направлению, как уже отмечалось, на входе и выходе анализатора масс полюсные наконечники магнитов имеют круговые границы. Неоднородное поле вида $H = H_0 \frac{r_0}{r}$ в зазоре

между полюсами электромагнита создается с помощью полюсных наконечников конусной формы.

Ионный источник выполнен по типу распространенного щелевого источника ионов с ионизацией электронным ударом и имеет две щелевые ионно-оптические системы, позволяющие вытягивать ионные пучки из одной и той же ионной плазмы в противоположных направлениях. При этом, регулируя вытягивающее напряжение с любой стороны источника, можно плавно менять величины ионных токов.

Изменение давления в источнике или ионизирующего напряжения в значительном диапазоне не вызы-

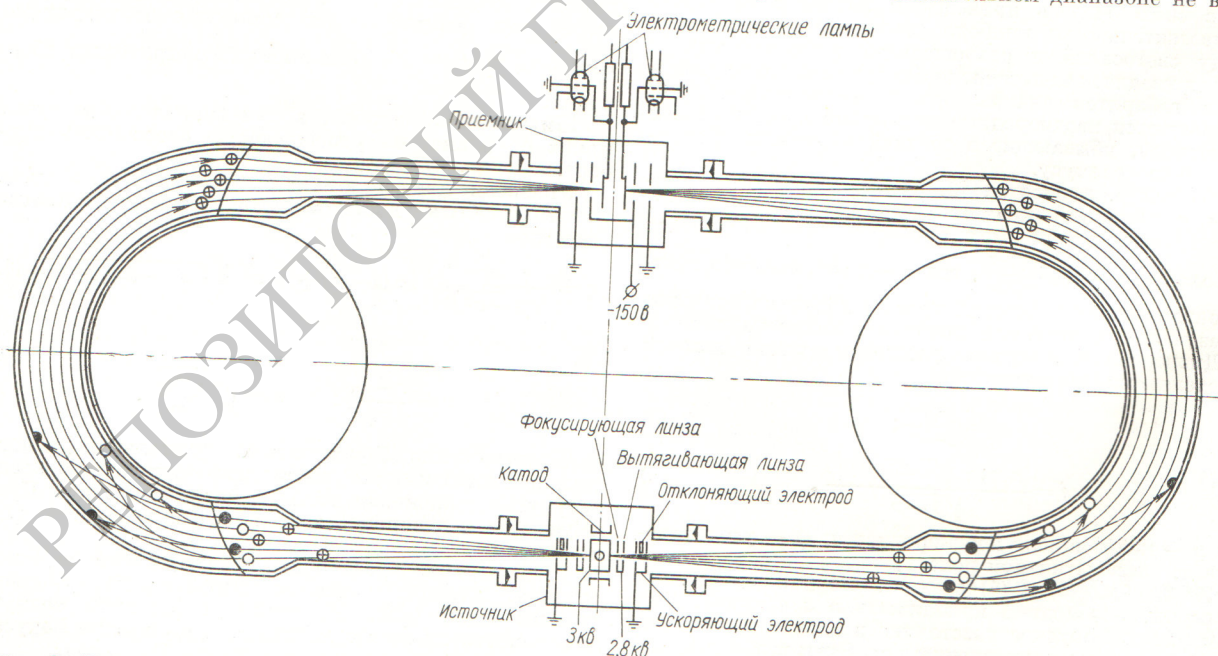


Рис. 3. Упрощенная принципиальная схема масс-спектрометра МС-62:

($\otimes$ — масса иона m ; $\circ$ — масса иона $m_1 < m$; $\bullet$ — масса иона $m_2 > m$).



Р и с. 4. Масс-спектрометр МС-62.

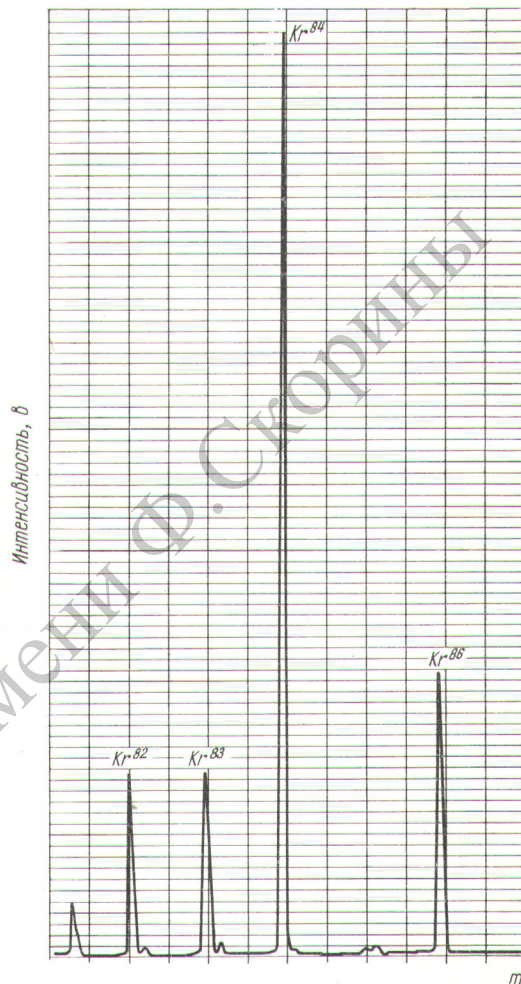
вает заметного перераспределения ионных токов. С увеличением электронного тока эмиссии общий ионный ток линейно растет, а ионные токи в пучках несколько перераспределяются.

Масс-спектрометр снабжен системой напуска, позволяющей напускать анализируемый газ поочередно по двум каналам (эталона и образца). Поочередный напуск проб и эталона в аналитическую систему (при относительных измерениях) производится через игольчатый натекаль с электромагнитными клапанами «впуск пробы», «впуск эталона», «сброс газа».

В вакуумных коммуникациях аналитической части и системы напуска масс-спектрометра также используются электромагнитные клапаны для дистанционного управления работой вакуумной системы.

Конструктивно масс-спектрометр МС-62 выполнен из двух стоек (рис. 4). На стойке аналитической части смонтированы два электромагнита, две камеры анализаторов с источником и приемником ионов, два ртутных диффузионных насоса с высоковакуумными вентиляторами, трансформатор подогрева камер анализаторов до 300° С, электромагнитные клапаны и система напуска газа в ионный источник.

В измерительной стойке собраны блоки питания источника ионов, электромагнитов, блоки измерения ионных токов, управления вакуумными клапанами, измерения вакуума, электронный потенциометр ЭПП-09, а также элементы защиты и управления. Об аналити-



Р и с. 5. Масс-спектр криптона, снятый на масс-спектрометре МС-62.

ческих возможностях масс-спектрометра можно судить по приведенному на рис. 5 масс-спектру криптона.

Основные технические характеристики масс-спектрометра:

Диапазон измеряемых масс . . .	1—500 а.е.м.
Разрешающая способность на уровне 1% высоты пика	≥500
Чувствительность	≥0,001%
Радиус центральной траектории ионов	1500 мм
Напряженность поля магнита . .	7000 э
Ускоряющее напряжение	1000 ÷ 2500 в
Средняя относительная погрешность измерения изотопных отношений	≤0,2%
Угол отклонения ионного луча .	180°
Потребляемая мощность	8,5 кВт
Габаритные размеры	1900×2000×700 мм.
Вес	1600 кг

Поступило в Редакцию 27/VII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вурис и др. В сб. «Успехи масс-спектрометрии (Труды Лондонской конференции по масс-спектрометрии)». М., Изд-во иностр. лит., 1963, стр. 55.

2. Н. Е. Алексеевский и др. «Докл. АН СССР», 100, № 2 (1955).
3. Н. Е. Алексеевский. «Вестник АН СССР», 28, № 6 (1958).
4. А. Ф. Малов, В. А. Суздалев, Е. П. Федосеев. ЖТФ, XXXV, 85 (1965).

Использование германиевого γ -спектрометра при исследовании некоторых параметров реакторов

А. В. БУШУЕВ, В. Н. ДВОРЕЦКИЙ, А. М. ДЕМИДОВ,
Л. Н. ЮРОВА

УДК 621.039.555

Известно, что методы γ -спектрометрии обладают важными преимуществами при определении характеристик ядерных реакторов: коэффициента воспроизводства, спектра нейтронов, выгорания и т. д. [1—4]. Обычно в таких исследованиях используют γ -спектрометр с кристаллом иодистого натрия, который характеризуется высокой эффективностью и удовлетворительным разрешением.

В последнее время для γ -спектрометрии разработаны полупроводниковые детекторы.

Ниже описаны опыты, проведенные с разработанными в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова полупроводниковыми γ -спектрометрами. Используемые в работе детекторы с толщиной чувствительного слоя до 4 мм и площадью до 3 мм² были изготовлены из германия p -типа методом дрейфа лития. Ток утечки не превышал 10^{-10} — 10^{-9} а при смещениях до 600 в. Предусилитель собран на лампах БН23П; его собственные шумы эквивалентны 2 кэв без дополнительной емкости на входе. Для анализа спектров использовались амплитудные анализаторы АИ-100 и АИ-512.

Известны две области исследований, где применение германиевого спектрометра уже сейчас обеспечивает значительные преимущества. В первую очередь это

относится к измерениям с мягким γ -излучением (60—100 кэв), эффективность регистрации которого германиевым спектрометром достаточно высока (70—40%) и сравнима с эффективностью кристаллов NaJ (Тl). Например, скорость накопления Pu^{239} и U^{233} можно оценить соответственно по γ -излучению с энергией 74 кэв U^{239} или 106 кэв Np^{239} и 87 кэв Th^{233} или 312 кэв Ra^{223} . Такие измерения обычно проводятся при наличии фона, создаваемого продуктами распада урана (тория) и осколками деления. Точно оценить изменяющийся во времени фон осколков трудно, так как его величина зависит от спектра нейтронов, времени облучения и выдержки, размеров и состава используемых фольг.

Высокое разрешение полупроводниковых спектрометров позволяет сосредоточить эффект в очень узком энергетическом интервале, что обеспечивает в семь-восемь раз большее отношение эффект/фон, чем при измерениях со сцинтилляционным спектрометром (рис. 1), и, следовательно, более высокую точность полученных результатов.

Второй тип задач, при решении которых могут быть использованы германиевые спектрометры, — выделение эффекта в сложных γ -спектрах. Измерения могут проводиться и в жесткой части спектров, причем высокое энергетическое разрешение в некоторых случаях ком-

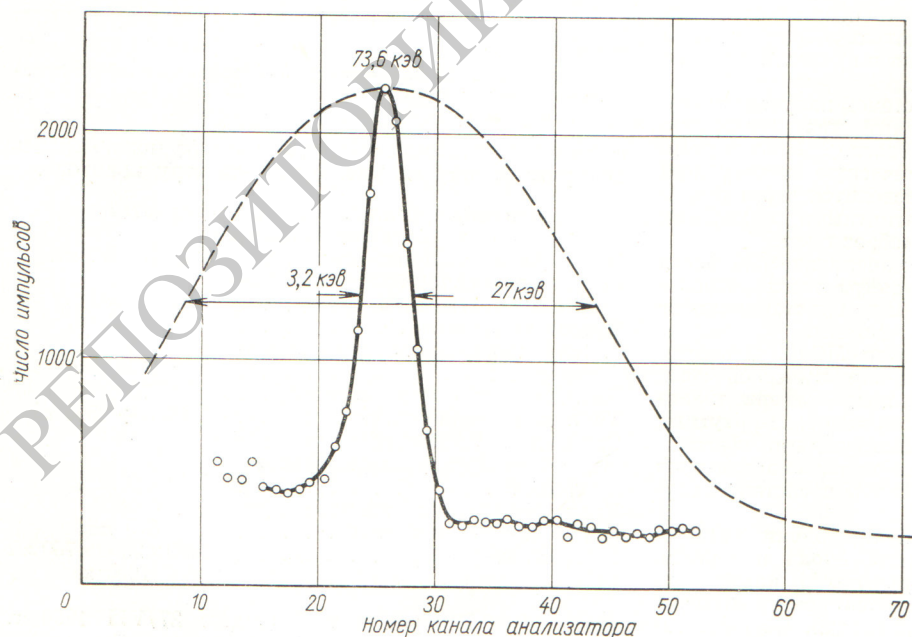


Рис. 1. Гамма-линии U^{239} , зарегистрированные германиевым (—) и сцинтилляционным (---) спектрометрами.