Книга является первым учебным пособием, систематизирующим аппаратурные и методические достижения по курсу «Ядерный у-резонанс». После краткого введения в теорию эффекта Мёссбауэра разбираются принципы работы отдельных узлов мессбауэровского спектрометра системы движения, электронные схемы и специальные детекторы для регистрации резонансного излучения. Книга снабжена большим количеством схем, иллюстрирующих как электронные схемы мессбауэровских спектрометров, так и различные приставки к нему: криостаты, печи, камеры давлений и т. д.

. . .

Книга будет полезна не только студентам, но и научным сотрудникам, аспирантам и инженерам, работающим в областях прикладной ядерной физики и по применению радноактивных изотопов.

> Печатается по постановлению Редакционно-издательского совета Московского университета

 $\frac{2-3-7}{53\ 36-1970-73}$

СОДЕРЖАНИЕ

Предно	словне
Глава І.	Основы ядерной у-резонансной спектроскопии 7 § 1. Сведения о ядерных моментах 7 § 2. Испускание и поглощение у-квантов ядрами 12 § 3. Введение в теорию эффекта Мёссбауэра 19 § 4. Параметры мессбауэровского спектра 22 § 5. Примеры применения ЯГР-спектроскопии 38
Глава II.	Источники резонансных у-квантов
	 § 1. Требования к источникам и общая характеристика изотопов § 2. Определение вероятности резонансного испускания и погло- шения у-квантов § 3. Стандартизация положений резонансных линий § 4. Источники у-квантов для ядер ¹⁹¹ Ir § 5. Источники у-квантов мессбауэровского изотопа ⁵⁷Fe § 6. Источники у-квантов с энергией 23.8 кэв изотопа ¹¹⁹Sn § 7. Источники у-квантов для изотопов ¹⁹⁷Au, ¹²⁵Te и ¹²¹Sb
Глава III.	Регистрация мессбауэровских у-квантов
	 § 1. Общая характеристика детекторов резонансных γ-квантов § 2. Взаимодействие γ-излучения с веществом § 3. Детекторы γ-кваптов с газовым наполнением § 4. Особенности регистрации излучения с помощью сцинтилля- ционного счетчика § 5. Возможности использования полупроводниковых детекторов
Г лава IV	. Устройство и работа мессбауэровского спектрометра
	 § 1. Требования к спектрометрам ЯГР, их типы и сравнительная характеристика § 2. Общие характеристики систем движения § 3. Механические и гидравлические приводы § 4. Задание движения с помощью электродинамических вибраторов § 5. Использование пьезоэлектрических датчиков в качестве виб-
	раторов § 6 Схема коммутации в электродинамической установке с по- стоянной скоростью. 124

3

	ちちちち	7. 8. 9. 10	При Кал Спе . Мо	імен інбро циал есс б а	ение овка тыны ауэр	мі сп свы	ного ектр конс кий	окан ооме тру: ди	галь етро кциг фра	ных в по і сг кто!	ана о ско іект метр	али: эрос ром	зато стям етро	ров в Я	IΓP	•				127 134 139 146
Глава V.	He	еко	торь	ле во	опро	сы	тех	ник	им	eccí	бауэ	ров	ског	о эн	спе	рим	ента	ι.		154
	500	1. 2. 3.	Кри Исс Эфс	юста ледо фект	ты ван Мё	н е ие (ссб	высо спек ауэ	кот гро ра т	емп в пр при	ерат ойн выс	урн алоз соки	ые жен хд	печи ии м авле	і. Іагн Ния	ИТНО Х	010	10.19	a.	•	154 173 183
Прилор	ке	НI	чe			,														194
Лит ерату _.	ра			•			Ċ	ł	·	•							•	•		200

•

.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Благодаря успешному применению эффекта Мёссбауэра в различных исследованиях предмет изучения ядерной ү-резонансной спектроскопии выделился в самостоятельный спецкурс. Но до последнего времени ни в советской, ни в зарубежной литературе не имеется соответствующего учебного руководства.

На физическом факультете МГУ курс лекций по «Ядерной физике твердого тела» с 1961 г. включал в себя как один из разделов ядерный ү-резонанс (ЯГР). Дополнительно по аппаратуре и методике ЯГР проводился специальный семинар и практические занятия. Отсутствие учебной литературы, а также специальных руководств по аппаратуре и методике ядерного ү-резонанса побудило сотрудников кафедры физики твердого тела создать учебное пособие, одновременно являющееся и практическим руководством для студентов.

В момент написания нашего учебного пособия вышел в свет сборник оригинальных статей¹, явившийся итогом работы первого симпозиума по методическим вопросам эффекта Мёссбауэра (Нью-Йорк, 1965 г.). Однако этот сборник не может служить систематическим пособием для практического освоения методов ЯГР студентами в лабораторни, хотя и является дополнительным материалом при изучении методов ЯГР.

Мессбауэровская спектроскопия чрезвычайно быстро развивается, поэтому не все изложенные здесь разделы могут удовлетворить читателя своей полнотой. К тому же от учебного пособия нельзя требовать освещения всех возможных конструкций спектрометров, методов детектирования и приготовления источников для мессбауэровской спектроскопии. Во время подготовки рукописи в печать издательство «Наука» выпустило монографию В. С. Шпинеля «Резонанс ү-лучей в кристаллах», в которой более подробно излагаются теоретические основы ЯГР и его физико-химические

¹ Сб. «Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра», под ред Грувермана. М., «Мир», 1967.

приложения, вводная часть настоящей книги содержит лишь краткие сведения по физике эффекта Мёссбауэра, необходимые для первоначального ознакомления с ЯГР.

Данное учебное пособие является первым опытом обобщения материалов по ядерному у-резонансу и представления его для учебных целей. Поэтому авторы будут очень признательны всем читателям за полезные замечания, которые помогут улучшить содержание книги.

Авторы выражают признательность зав. кафедрой проф. Г. С. Жданову за постоянную поддержку исследований по ядерной физике твердого тела, что способствовало возникновению новой специализации и настоящего учебного руководства. Авторы также благодарны аспирантам В. А. Головнину, М. А. Абидову, Л. Г. Чачхиани и канд. физ.-матем. наук Ш. Л. Алимову за помощь в работе, редактору книги Ф. И. Горобец за большую работу по исправлению первоначального текста рукописи, за многие полезные советы и всему коллективу проблемной лаборатории кафедры физики твердого тела за обсуждение разделов рукописи и замечания, способствовавшие ее улучшению.

ГЛАВА І

ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ _У-РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

§ 1. СВЕДЕНИЯ О ЯДЕРНЫХ МОМЕНТАХ

Как известно, основные свойства атомного ядра определяются его массой, электрическим зарядом и моментом количества движения.

Масса ядра измеряется в атомных единицах массы А.Е.М. Существуют две различные системы атомных единиц: физическая, в которой изотоп ¹²С имеет массу 12 А.Е.М., и химическая, в которой атомный вес естественной смеси изотопов ¹⁶О (99,7575%), ¹⁷О (0,0392%) и ¹⁸О (0,2033%) принят равным 16. Для перевода одной массы в другую служат соотношения:

 $M_{\rm dyg} = 0,999957 M_{\rm xuM},$

 $M_{xum} = 1,000043 M_{dus}.$

Заряд ядра кратен заряду протона и равен Ze, где Z — целое число или атомный номер, а e — заряд электрона, равный 1,602 · 10⁻¹⁹ к. Значение Z определяет порядковый номер элемента в таблице Д. И. Менделеева.

В состав ядра входят только нуклоны, суммарное массовое число которых A = N + Z определяется числом нейтронов N и числом протонов Z. Химические элементы с одинаковым числом протонов, но различным числом нейтронов, называются изотопами. Известно около 280 устойчивых и свыше 1450 неустойчивых радно-активных изотопов. Все изотопы с массовыми числами A > 209 неустойчивы, при A < 209 изотопы могут быть и стабильными, и не стабильными, изотопы с A = 5 или 8 в природе не встречаются.

Относительное число атомов данного изотопа, выраженное в процентах к общему числу атомов всех изотопов элемента, называется относительной распространенностью изотопа в естественной их смеси. Например, олово имеет 10 стабильных изотопов с различной относительной распространенностью в природной смеси изотопов:

7

Пзотоп	a. %	Изотоп	$a, \frac{0}{20}$
¹¹² Sn	$ \begin{array}{c} 1,0\\ 0,65\\ 0,35\\ 14,2\\ 7,6 \end{array} $	118Sn	23,9
¹¹⁴ Sn		119Sn	8,6
¹¹⁵ Sn		120Sn	32,9
¹¹⁶ Sn		122Sn	4,8
¹¹⁷ Sn		124Sn	6,0

Неустойчивость ядер, связанная с ядерными превращениями, может приводить к делению ядер или к изменению его заряда, что является следствием превращения протона в нейтрон или нейтрона в протон. При превращении протона в нейтрон благодаря испусканию позитрона или захвату электрона из оболочки атома заряд ядра уменьшается на единицу и, наоборот, при превращении нейтрона в протон заряд ядра соответственно увеличивается на единицу. Процессы, связанные с испусканием е- или e+ и приводящие к изменению заряда ядра при A = const, называются β -распадом. Захват электрона из оболочки атома ядром называется E-захватом (или K-, L-, M-, ... в зависимости от оболочки атома, из которой захвачен электрон).

Следующей важной характеристикой ядра является момент количества движения ядра оператор J, которого равен

$$\mathbf{J}=\mathbf{S}+\mathbf{L},$$

где **S** н **L** — спиновая и орбитальная части момента количества движения ($\mathbf{S} = \sum_{n} \mathbf{s}_{n}$; $\mathbf{L} = \sum_{n} \mathbf{L}_{n}$). Из квантовой механики известно, что абсолютная величина $|\mathbf{s}|$ собственного момента количества движения (спина) отдельной частицы выражается через спиновое квантовое число *s* следующим образом:

$$|\mathbf{s}_n| = \hbar \sqrt{s(s+1)},\tag{1.1}$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h=6,624:10⁻²⁷ эрг/сек — постоянная Планка).

Спиновое квантовое число может принимать целые или полуцелые значения; спин нуклона ядра равен 1/2.

Аналогично выражается и абсолютная величина

$$|\mathbf{I}_n| = \hbar \sqrt{l(l+1)},\tag{1.2}$$

где *l* — орбитальное квантовое число, которое может принимать только целочисленные значения (0, 1, 2, 3 ...).

Согласно современным физическим представлениям, ядро может обладать магнитным дипольным моментом, взаимодействующим с магнитным полем, создаваемым движением электронов в оболочке атома. Векторы магнитного µ и механического J моментов коллинеарны и связаны соотношением

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\xi} \mathbf{J}, \tag{1.3}$$

где ξ — коэффициент, называемый гиромагнитным отношением и являющийся одной из ядерных характеристик.

Экспериментально установлено, что для любого атомного ядра длина вектора собственного момента количества движения всегда выражается соотношением

$$|\mathbf{J}| = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \tag{1.4}$$

где *I* — квантовое число, называемое спином ядра. Если не рассматривать возбужденных состояний ядра, то величина *I* является неизменной характеристикой ядер данного сорта и принимает для различных ядер целые или полуцелые значения: 0; ¹/₂; 1; ³/₂,....

Опытные данные показывают, что спин атомного ядра представляет собой комбинацию спинов элементарных частиц, образующих ядро. Например, если массовое число A=2n+1 (нечетно), то I — полуцелый, если A=2n, а Z — нечетно, то I — целый, если A и Z — четные, то I=0 (только для основного состояния).

Проекция µ_н вектора магнитного момента µ атомного ядра со спином *I* на направление внешнего магнитного поля **H** может принимать только одно из значений

$$\mu_{H} = \xi \hbar I; \quad \xi \hbar (I - 1); \ldots; -\xi \hbar I. \tag{1.5}$$

В связи с чем и энергия атомного ядра в этом поле, равная

$$W_{\mathcal{M}} = -\mu \mathbf{H} = -\mu_H H,$$

может иметь только дискретные значения

$$W_{\rm M} = -\xi H \hbar l; -\xi H \hbar (l-1); \ldots; +\xi H \hbar l.$$
 (1.6)

Возможные значения энергии атомного ядра во внешнем магнитном поле получили название сверхтонких уровней. Эти уровни расположены на эквидистантных расстояниях, равных $\xi H\hbar$.

Любое из значений µ_н из (1.5) можно записать как

$$\mu_H = \xi \hbar I = g \mu_N I,$$

где g — безразмерный гиромагнитный фактор (g-фактор), который часто употребляется вместо ядерного гиромагнитного отношения ξ :

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_{\rm p}c}$$
 — ядерный магнетон.

Магнитный дипольный момент — не единственная величина, которая определяется состоянием заряда ядра, он соответствует лишь одному члену в выражении для энергии взаимодействия между ядром и внешними магнитными и электрическими полями.

9

Некоторые ядра обладают еще и электрическим квадрупольным моментом, который является мерой отклонения распределения заряда внутри ядра от сферически симметричного. Энергия электростатического взаимсдействия между ядром с плотностью заряда ρ_N и полем, создаваемым внешними зарядами с плотностью ρ_2 , записывается в виде

$$\boldsymbol{W}_{\mathfrak{s},\mathfrak{n}} = \int_{\boldsymbol{\tau}_{e}} \int_{\boldsymbol{\tau}_{N}} \frac{\varphi_{N}\left(\boldsymbol{r}_{N}\right)\varphi_{e}\left(\boldsymbol{r}_{e}\right)d\boldsymbol{\tau}_{e}d\boldsymbol{\tau}_{N}}{r}, \qquad (1.7)$$

где τ_e и τ_N — элементарные объемы внешних зарядов и ядра, r — раднус вектора. Разлагаем $\frac{1}{r}$ в ряд

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\sqrt{r_e^2 - r_N^2 - 2r_e r_N \cos \theta_{eN}}} = \frac{1}{r_e} + \frac{r_N}{r_e} P_1 + \frac{r_N^2}{r_e^3} P_2 + \dots, (1.8)$$

где
$$P_1 = \cos \theta_{eN}; P_2 = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta_{eN} - 1)$$
 — полиномы Ле-

жандра.

В соответствии с данным разложением энергия взаимодействия $W_{\rm B,T}$ будет представлена членами, каждый из которых описывает энергию взаимодействия точечного заряда, диполя, квадруполя с внешним полем. Таким образом, полином P_l характеризует распределение заряда, а l представляет индекс мультиполя (2^l -положение). Электрические мультиполи возможны только с четным l, магнитные мультиполи с нечетным l. Поэтому существуют электрические заряды (заряд ядра), магнитный дипольный момент, электрические квадрупольные моменты, магнитные октупольные моменты и т. д. Из свойства ортогональности собственных функций ядра следует, что возможны только такие мультипольные моменты порядка l, для которых $l \leq 2I$. Поэтому атомное ядро с нулевым ядерпым спином совсем не имеет моментов; при I = 1/2 возможны лишь диполи, при I = 1 добавляются квадруполи и т. д.

Рассмотрим более подробно электростатическое взаимодействне заряда ядра с окружающими его электронными оболочками. Пусть ядро, обладающее квадрупольным моментом, находится в неоднородном электрическом поле, которое имеет осевую симметрию. Центр системы координат выбран в центре масс. Классически энергию взаимодействия заряда, распределенного с плотностью р во внешнем поле с потенциалом ф, можно записать в виде

$$\boldsymbol{W}_{\boldsymbol{\mathfrak{s}}\boldsymbol{\pi}} = \int \boldsymbol{\rho}\left(\mathbf{r}\right) \boldsymbol{\varphi}\left(\mathbf{r}\right) d\boldsymbol{\tau}. \tag{1.9}$$

Для выделения из общей энергии взаимодействия той части, которая зависит от ориентации спина ядра в электрическом поле, разложим функцию потенциала $\varphi(r)$ в ряд Тейлора в окрестности начала координат

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi(0) + \sum_{\alpha} x_{\alpha} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_{\alpha}}\right)_{\mathbf{r}=0} + \frac{1}{2!} \sum_{\alpha,\beta} x_{\alpha} x_{\beta} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}}\right)_{\mathbf{r}=0} + \dots, \quad (1.10)$$

где x_{α} ($\alpha = 1, 2, 3$) соответствуют x, y или z. Обозначим

$$\varphi_{\alpha} \equiv \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_{\alpha}}\right)_{\mathbf{r}=0}; \quad \varphi_{\alpha\beta} \equiv \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}}\right)_{\mathbf{r}=0}; \quad \varphi_{\alpha\alpha} \equiv \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_{\alpha}^2}\right)_{\mathbf{r}=0} \quad (1.11)$$

Получим

$$W_{\mathfrak{s}\mathfrak{n}} = \mathfrak{P}(0)\int \rho d\tau + \sum_{\alpha} \mathfrak{P}_{\alpha} \int x_{\alpha} \rho d\tau + \frac{1}{2!} \sum \mathfrak{P}_{\alpha,\beta} \int x_{\alpha} x_{\beta} \rho d\tau. \quad (1.12)$$

Члены более высокого порядка исключены из рассмотрення по причине их малости. Первый член разложения может быть также опущен, так как он отвечает энергин взаимодействия точечного заряда $\int \rho d\tau = Ze$ с потенциалами $\varphi(0)$, которая не зависит от ориентации ядра и при любых состояниях ядра сохраняет неизменное значение. В силу наличия симметричного распределения заряда следующий член, определяющий энергию взаимодействия диполя ядра с электрическим полем, тоже обращается в нуль, поскольку центр масс совпадает с центром заряда ядра.

Третий член разложения описывает энергию квадрупольного взанмодействия. Отметим, что для потенциала φ всегда можно найти главные оси, в которых $\varphi_{\alpha\beta} = 0$, если $\alpha \neq \beta$ (1.11) и то, что потенциал φ должен удовлетворять уравнению Пуассона, если у ядра есть электронный заряд, т. е.

$$\sum_{\alpha} \varphi_{\alpha\alpha} = -4\pi e |\psi(0)|^2, \qquad (1.13)$$

где |ψ(0) |² — электронная плотность вероятности на ядре. Если положение ядра имеет кубическую симметрию, то

$$\varphi_{xx} = \varphi_{yy} = \varphi_{zz}. \tag{1.14}$$

Удобно использовать величины $Q_{lphaeta}$, определяемые выражением

$$Q_{\alpha\beta} = \int \left[3x_{\alpha}x_{\beta} - \delta_{\alpha\beta}r^2 \right] \rho d\tau, \qquad (1.15)$$

которые определяют меру отклонения распределения заряда от сферической симметрии и называются квадрупольными моментами атомного ядра. Тогда

$$\int x_{\alpha} x_{\beta} \rho d\tau = \frac{1}{3} \left[Q_{\alpha\beta} + \int \delta_{\alpha\beta} r^2 \rho d\tau \right], \qquad (1.16)$$

а для квадрупольной энергии получим

$$W_{Q} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \varphi_{\alpha\beta} \int x_{\alpha} x_{\beta} d\tau = \frac{1}{6} \sum_{\alpha,\beta} \left[\varphi_{\alpha\beta} Q_{\alpha\beta} + \varphi_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} \int r^{2} \rho d\tau \right].$$
(1.17)

Таким образом, в выражении (1.17) имеются два члена; второй член описывает взаимодействие квадрупольного момента ядра с неоднородным электрическим полем в точке x=y=z=0, и обусловливает квадрупольное расщепление ядерного уровня. Первый член не зависит от ориентации ядра и характеризует взаимодействие ядерного заряда с проникающим в ядро облаком *s* или $p_{1/2}$ электронами. Выписывая этот член, подставляя (1.13), получим

$$\frac{1}{6}\sum_{\alpha}\varphi_{\alpha\alpha}\int\rho r^{2}d\tau=-\frac{4\pi e}{6}|\psi(0)|^{2}\int\rho r^{2}d\tau.$$
(1.18)

64-6.5

Полученное значение будет различным для двух ядер с одинаковым зарядом, если распределение зарядов у них различно (изотопы) или если при одинаковых массах и зарядах они находятся в разных ядерных состояниях (изомеры). Этот член обусловливает также изомерный или химический сдвиг энергетического уровня (см. § 5).

§ 2. ИСПУСКАНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ у-КВАНТОВ ЯДРАМИ

Ядерные превращения — радиоактивный распад, ядерные реакцин, деление ядер, а также процессы торможения и аннигиляции частиц сопровождаются у-излучением, которое по своей природе представляет электромагнитные колебания очень высокой частоты. В дальнейшем нас будет интересовать только у-излучение, испускаемое ядрами при переходе из возбужденного состояния в основное или из состояния с большей энергией в меньшее.

Классически излучение ядра можно рассмотреть на примере линейного гармонического осциллятора, который представляет собой простейший источник электромагнитных колебаний. Если бы осциллятор колебался с фиксированной частотой ω_0 и амплитудой x_0 бесконечно долго, то мы бы имели строго монохроматическую линию, что хорошо известно для системы, совершающей одномерные колебания по периодическому закону.

$$x(t) = x_0 \sin(\omega_0 t + \varphi).$$
 (1.19)

Всякое отклонение от периодического закона приводит к размазыванию спектральной линии. Уравнение движения гармонического осциллятора с учетом, например, силы радиационного трения или силы реакции имеет вид

$$m\ddot{x} = -m\omega_0^2 x + \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3}\ddot{x},$$
 (1.20)

где m — масса осциллятора, c — скорость света. Поскольку сила реакции ($\sim x$) мала, в первом приближении можно положить про-

изводную x, равной — $\omega_0^2 \dot{x}$ и уравнение колебаний осциллятора записать так

$$x + \gamma_0 x + \omega_0^2 x = 0,$$
 (1.21)

где введено новое обозначение

$$\gamma_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 \omega_0^2}{mc^3} \cdot \tag{1.22}$$

При у₀≪∞₀ решением уравнения (1.21) будет выражение

$$x \simeq x_0 e^{-\frac{\gamma_0 t}{2}} \cdot e^{i\omega_0 t} \tag{1.23}$$

для начальных условий $x(0) = x_0$; x(0) = 0.

Из формулы (1.23) видно, что колебания осциллятора носят затухающий характер, а излучаемые таким осциллятором электромагнитные волны не имеют определенной частоты, так как ускорение затухающего осциллятора не является периодической функцией времени:

$$\ddot{x} = A_0 e^{-\frac{\gamma_0 t}{2}} \cdot e^{i\omega_0 t}, \qquad (1.24)$$
$$A \approx -x_0 \omega_0^2.$$

где

Поэтому излучение затухающего осциллятора представляет сплошной спектр частот от 0 до ∞ . Чтобы найти распределение интенсивности по спектру частот, разложим (1.24) в интеграл Фурье

$$A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) e^{-i\omega t} dt; \quad A(\omega) = \frac{A_0}{2\pi} \int_{0}^{\infty} e^{-i(\omega_0 - \omega)t} \cdot e^{-\frac{\gamma_0 t}{2}} dt,$$

или

$$A(\omega) = \frac{A_0}{2\pi} \frac{1}{i(\omega_0 - \omega) + \frac{\gamma_0}{2}}.$$
 (1.25)

В результате для распределения интенсивности получим

$$I(\omega) = |A(\omega)|^{2} = \frac{I_{0}}{2\pi} \frac{\gamma_{0}}{\left[(\omega_{0} - \omega)^{2} + \frac{\gamma_{0}^{2}}{4}\right]}.$$
 (1.26)

Нормировочным условием в (1.26) является $\int I(\omega) d\omega = I_0$, в котором $I(\omega)$ представляет долю полной интенсивности излучаемой осциллятором в интервале частот ω , $\omega + d\omega$ и носит название спект-

ральной функции распределения Лоренца. Спектральная линия (рис. 1), описываемая этим распределением, обладает максимумом интенсивности при частоте ω_0 , которая излучалась бы осциллятором в отсутствии затухания. Для частоты $\omega = \omega_0 \pm \frac{\gamma_0}{2}$ интенсивность падает до половины максимального значения

$$I\left(\omega_{0}\pm\frac{\gamma_{0}}{2}\right)=\frac{I\left(\omega_{0}\right)}{2}.$$
(1.27)

За ширину линии принимается величина γ_0 , обратная ей величина $\tau = \frac{1}{\gamma_0}$ называется временем жизни затухающего осциллятора.

Выше мы рассмотрим процесс, связанный с формированием линни испускания. Вполне ясно, что аналогичный процесс происходит и при поглощении ү-излучения, поэтому линия поглощения также описывается выражением (1.26).

При поглощении и испускании фотонов легко происходит явление резонансной флуоресценции. Атомы с большей вероят-



Рис. 1. Форма линий испускания и поглощения у-квантов

ностью поглощают свет такой частоты, которая соответствует разности энергий между основным уровнем и ближайшим к нему возбужденным. После поглощения кванта света атом переходит в возбужденное состояние, а затем через промежуток времени, равный $\tau \simeq$ ≈10-7-10-8 сек, испускает фотон той же самой частоты. Вероятность резонансного поглошения максимальна. когда

излучающими и поглощающими атомами являются атомы одного и того же вещества. Следовательно, для наблюдения полного резонанса необходимо, чтобы частота поглощаемого фотона ω в точности равнялась резонансной частоте поглощающей системы ω_0 . Например, если желтую линию света с $\lambda = 5889,6$ Å, испускаемого возбужденными атомами натрия, направить на пары натрия, то происходит интенсивное поглощение света атомами натрия, которые в свою очередь будут излучать свет той же длины волны.

В ядрах атомов также имеются основные и возбужденные состояния уровней энергии. Переходы между этими уровнями ведут к возникновению коротковолнового электромагнитного излучения ү-лучей. Однако осуществление опытов по наблюдению резонансного поглощения и рассеяния ү-квантов представляет большие трудности. Разберем более подробно этот вопрос.

Пусть мы имеем ядерную реакцию типа А+ү→В→А+ү, т. е. ядро А, находящееся в основном состоянии, поглощает ү-квант и

переходит в возбужденное состояние В, затем испускает ү-квант, переходя в основное состояние.

Известно, что ядро может существовать только в дискретных энергетических состояниях, поэтому γ -излучение обладает линейчатым спектром. Уровни возбужденного ядра характеризуются вероятностью перехода w(E) и полным моментом количества движения J. При радиационном переходе из состояния $w_i(E)$ в состояние $w_j(E)$ испускаются γ -лучи с энергией, равной разности энергий состояний

$$E_{f}-E_{i}=\hbar\omega_{fi}=\varepsilon_{fi},$$

где ω_{fi} — частота излучения, связанная с длиной волны соотношением $\omega = \frac{c}{\lambda}$. Обратный переход $E_i - E_f$ требует поглощения у-кванта той же энергии. Для совокупности одинаковых квантовых систем, возбужденных на один и тот же уровень, существует некоторый разброс энергий испускаемых у-квантов около среднего значения, что связано с нестационарностью возбужденного состояния. Возбужденное состояние обладает конечным временем жизни τ . Причем τ связана с вероятностью перехода $\omega(E)$. Используя принцип неопределенности Гейзенберга, имеем

$\Delta E \Delta t \sim \hbar$ или $\Delta E \tau \sim \hbar$,

где ΔE — неопределенность в энергии данного состояния ядра; спектральная линия, отвечающая такому переходу, не является бесконечно тонкой, а обладает определенной шириной: $\Delta E = \hbar \gamma = \Gamma$, где естественная ширина линии γ выражена в шкале частот, а Γ — в шкале энергий. Зная ширину линии Γ , можно определить τ по условию $\Gamma \tau = 6,60 \cdot 10^{-16}$ эв.сек.

Известно также, что ширина уровня зависит от конкретной структуры ядра. Испускание у-квантов представляет не единственный процесс, посредством которого ядро может отдать энергию возбужденного состояния. Ядро может потерять ее за счет внутренней конверсии, заключающейся в испускании электронов из внутренних слоев атомной оболочки (электронов внутренней конверсии). Им соответствуют дискретные значения энергии, зависящие от слоя (К, L, Мит. д.) атомной оболочки, из которого вырывается электрон, и от энергии Е_v, отдаваемой ядром при переходе из одного состояния в другое. Если вся энергия Е, выделяется в виде у-кванта, то частота излучения определяется известным соотношением Е_v = ħω. При испускании электронов внутренней конверсни последние обладают энергиями $E_{\gamma} - E_{K}$, $E_{\gamma} - E_{L}$, где E_{K} , E_{L} , ... — энергия связи электронов в соответствующих слоях атомной оболочки. Явление внутренней конверсии является дополнительным процессом, конкурирующим с у-излучением, и обусловлено электромагнитным взаимодействием ядра с атомными электронами. Вероятность перехода в этом случае $w_{AB} = w_y + w_e$. На

этом же основании вводится парциальная ширина уровня $\Gamma = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{e}$, где Γ — полная ширина уровня. Тогда $\frac{\Gamma_{e}}{\Gamma_{\gamma}} = \alpha$ и представляет коэффициент внутренней конверсии. Полный коэффициент конверсии $\alpha = \alpha_{K} + \alpha_{L} + \alpha_{M} + \dots$ Очевидно, что доля γ -квантов, испущенных ядром, равняется

$$\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} = (1 + \alpha)^{-1}.$$

В системе с одним возбужденным уровнем вероятность испускания квантов определяется по формуле Брейта—Вигнера:

$$w_{s}(E) = \frac{\Gamma_{s}^{2}}{4} \cdot \frac{1}{(E - E_{0})^{2} + \frac{\Gamma_{s}^{2}}{4}}, \qquad (1.29)$$

где E₀ отвечает положению центра тяжести распределения в шкале энергий.

Распределение (1.29) по форме отвечает (1.26), но описывает энергетическую, а не частотную зависимость. Как мы уже указали, контур линии поглощения описывается аналогичной кривой, характеризуемой своей шириной Γ_a

$$w_{a}(E) = \frac{\Gamma_{a}^{2}}{4} \cdot \frac{1}{(E - E_{0}^{'})^{2} + \frac{\Gamma_{a}^{2}}{4}}.$$
 (1.29')

Для осуществления точного резонанса необходимо полное равенство энергий испускания и поглощения $E_0 = E_0'$.

Рассмотрим процесс испускание-поглощение для двух свободных ядер, характеризуемых разностью энергий состояний возбужденного и основного уровней $\varepsilon_{ij} = E_i - E_j$. Если ядро переходит из возбужденного состояния *i* в основное *f*, испуская фотон с частотой ω и энергией $E_{\gamma} = \hbar \omega$, то фотон уносит с собой импульс

$$\mathbf{p}_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{c}.\tag{1.30}$$

Из закона сохранения импульса следует, что ядро массы M должно приобрести точно такой же по величине импульс, но направленный в противоположную сторону — **p**. В результате ядро получает кинетическую энергию отдачи E_R

$$E_R = \frac{Mv^2}{2} = \frac{\mathbf{p}^2}{2M}.$$
 (1.31)

Из равенства $|\mathbf{p}| = |\mathbf{p}_{\gamma}|$ следует, что

$$E_R = \frac{E_{\gamma}^2}{2Mc^2},$$
 (1.32)

а следовательно, энергия фотона E_{γ} в процессе испускания становится меньше разности энергий состояний ядер на энергию отдачи: $E_{\gamma} = E_0 - E_R$.

Поглощающее ядро за счет энергин фотона E_{γ} получает в силу указанных выше обстоятельств энергию отдачи E_R . Таким образом, в процессе испускания и поглощения в системе ядро-фотонядро энергия γ -кванта E_{γ} тратится на энергию отдачи обоим ядрам и становится меньше разности энергий состояний E_0 на величину $2E_R$ или $2E_R = 2(E_0 - E_{\gamma})$.

Для оптических переходов E_R много меньше, чем естественная ширина линии, и резонанс наблюдается всегда, так как происходит значительное перекрывание линии поглощения и испускания. Типичное отношение E_R/Γ для оптических переходов примерно равно $2 \cdot 10^{-4}$.

Большая энергия ядерного перехода приводит к большой энергии отдачи и для возбужденных состояний, имеющих время жизни порядка оптических, отношение $E_{\rm R}/\Gamma$ может стать очень большим. По этой причине спектры ядерного γ -резонанса трудно наблюдать. Данные по сравнению оптического перехода и ядерных переходов приведены в табл. 1 [1].

Таблица 1 🧃

Величина	Инфра-	Атомный		Изомерные			
	красные колебания НС1	переход, Рентген желтая ли- ния натрия ⁶⁷ Fe		^{₽7} Fe	¹¹⁹ Sn	ү-переход ⁵⁷ Fe	
2 СМ	3 46.10-4	5 89.10-5	1 93.10-8	0.36.10-8	0.33.10-8	_	
Ev, эв	$3, 6 \cdot 10^{-1}$	2,1	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$14, 4 \cdot 10^3$	23,8·10 ³	13,7·10 ³	
ER, эв	1,93.10-9	1,13.10-8	3,3.10-5	1,9.10-3	2,6·10-3	6,6·10 ⁻³	
Г, эв	6,6.10-8	6,6·10 ⁻⁸	6,6.10-8	4,55.10-9	2,4.10-8	4,6.10-9	
$E_{R/\Gamma}$	2,9.10-2	1,17.10-1	$5, 5 \cdot 10^{-2}$	4,2.105	2,8.106	1,4.106	

В ранних экспериментах для компенсации энергии отдачи использовался эффект Доплера. Из оптики известно, что смещение спектральной линии вследствие эффекта Доплера по частоте равно

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{v}{c} \cos \alpha \tag{1.33}$$

и соответственно

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{v}{c} \cos \alpha,$$

где v — скорость источника света, α — угол между направлениями скорости источника и направлением луча зрения или направлением

2 Зак. 432

испускания у-квантов. Наблюдаемая смещенная частота

$$\omega' = \omega_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right) \tag{1.34}$$

и соответственно энергия

$$E' = E_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right). \tag{1.35}$$

Если обозначить частотный или энергетический сдвиг через S(E) или $S(\omega)$, то доплеровский сдвиг запишется так

$$S(E) = \frac{v}{c} E_0 \cos \alpha, \qquad (1.36)$$

где E_0 — энергия ү-перехода. При угле $\alpha = 0$, $S(E) = \frac{v}{c} E_0$ источник движется к поглотителю, при $\alpha = \pi$, $S(E) = -\frac{v}{c} E_0$ источник удаляется от поглотителя.

Введение энергетического сдвига отразится в смещении центра распределения Лоренца, описывающего линию испускания (1.29), которая в данном случае принимает вид

$$w_{s}(E) = \frac{\Gamma_{s}^{2}}{4} \cdot \frac{1}{[E - E_{0} + S(E)]^{2} + \frac{\Gamma_{s}^{2}}{4}} \cdot$$
(1.37)

Форма линии поглощения остается прежней (1.29').

Акт поглощения γ -квантов, согласно реакции (1.28), сопровождается возбуждением поглотившего квант ядра, которое спустя время τ излучает его под произвольным углом. В первом приближении можно считать, что при усреднении по всем ядрам образца такое излучение изотропно. Поэтому в принципе возможно наблюдение не только резонансного поглощения, но и резонансного рассеяния. В некоторых случаях проводить эксперименты по рассеянию более удобно [2, 3]. Резонансная кривая в случае рассеяния представляет максимум зарегистрированной интенсивности, при поглощении — минимум на фоне скорости счета γ -квантов, не зависящим от скорости источника или поглотителя.

Технически компенсация энергии отдачи E_R осуществлялась вращением источника со скоростью нескольких сотен метров в секунду или за счет нагревания источника и поглотителя, температура которых повышалась настолько, чтобы тепловая энергия становилась сравнимой с энергией отдачи. Подобные эксперименты, несмотря на их сложность, позволили обнаружить резонансное рассеяние фотонов, испускаемых атомными ядрами. Наибольшего успеха в этом направлении достиг в своих работах Мун [4, 5]. Обзор домессбауэровских исследований резонансного рассеяния у-лучей проведен К. Дж. Мальмфорсом [6].

§ 3. ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА

Мёссбауэр изучал резонансное поглощение γ -квантов в ¹⁹¹Ir [7, 9], в котором имеются γ -кванты низкой энергии 129 кэв и сравнительно малая энергия отдачи $E_R = 0,046$ эв, так что требуе-

мая температура для создания за счет теплового движения эффекта Доплера составляет величину около 260° С, т. е. еще при комнатной температуре лизначинии поглощения и испускания тельно перекрываются. Мёссбауэр обнаружил, что при понижении температуры резонансное поглощение увеличивается, что противоречило принятым представлениям. Подробное исследование обнаруженного явления показало, что решающее значение в подобных экспериментах имеет кристаллическая решетка твердого тела. Как затем оказалось, теория эффекта была разработана задолго до его открытия Лэмбом [10], но ее содержание относилось к захвату нейтронов атомами, входящими в состав кристаллических



Рис. 2. Положение и форма линий испускания и поглощения для перехода с энергией 129 кэв в ядре ¹⁹¹Ir: *1* — спектр испускания, *2* — спектр поглощения

решеток. Мёссбауэр оперативно и умело перенес основные выводы этой теории на резонансное рассеяние и поглощение у-квантов.

Уже в первых работах Мёссбауэра было показано, что спектры испускания и поглощения γ -лучей для резонирующих ядер, находящихся в кристаллической решетке твердого тела, содержат по две компоненты. Одна компонента представлена несмещенной линией естественной ширины и отвечает энергии γ -перехода E_0 , а другая — имеет широкое спектральное распределение, сдвинутое на величину энергии отдачи E_R относительно E_0 (рис. 2).

Рассмотрим интенсивность несмещенной линии в рамках классической модели Ф. Л. Шапиро [11].

Атомы кристалла находятся в постоянном тепловом движении, причем каждый атом колеблется около своего положения равновесия с характерной для него частотой Ω (согласно модели Эйнштейна). Наличие колебательного движения атомов приводит через посредство эффекта Доплера к частотной модуляции γ -излучения ядра. Поэтому при рассмотрении интенсивности линии в классическом приближении простого гармонического осциллятора необходимо учесть влияние линейного эффекта Доплера на частоту ω_0 . Пусть x(t) — величина смещения атома от положения равновесия, а $v_x(t) \ll c$ — составляющая скорости колебаний на направление наблюдения, тогда фаза волны для второго множителя в формуле (1.19) будет иметь вид

$$\exp \varphi \left(t \right) = \exp \int_{0}^{t} \omega_{0} \left(1 + \frac{v_{x}\left(t \right)}{c} \right) dt = \exp \left(\omega_{0} t + \frac{r_{x}\left(t \right)}{\pi} \right), \quad (1.38)$$

где $\lambda = \frac{c}{\omega_0}$ приведенная длина волны излучения.

Для осциллятора, совершающего простые гармонические колебания с частотой Ω и амплитудой x_0 , закон движения имеет вид

$$x(t) = x_0 \sin \Omega t. \tag{1.39}$$

Так как полное число линейных (одномерных) осцилляторов в твердом теле равно 3N, то, разлагая x(t) в ряд по собственным частотам m, получим

$$x(t) = \sum_{m=1}^{3N} x_m \sin \Omega_m t. \qquad (1.40)$$

Для напряженности электромагнитного поля

$$\mathcal{E} = e^{-i\psi(t)} = e^{-i\omega_0 t} e^{-i\sum_{m}^{3N} \frac{x_m}{\lambda} (\sin\Omega_m t + \varphi_m)}$$
(1.41)

Используя разложение, известное из теории функций Бесселя

$$e^{-iz\sin heta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathcal{Y}_n(z) e^{in heta}$$
 ,

получим

$$\boldsymbol{\mathcal{S}} = e^{i\omega_{o}t} \prod_{m=1}^{3N} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathcal{Y}_{n}\left(\frac{x_{m}}{\lambda}\right) \exp\left[in\left(\Omega_{m}t + \varphi_{m}\right)\right]. \tag{1.42}$$

Этому выражению соответствует суперпозиция парциальных электромагнитных волн с частотами ω_0 , $\omega_0 \pm \Omega$, $\omega_0 \pm 2\Omega$. Амплитуда каждой волны определяется функцией Бесселя $\mathcal{Y}_n\left(\frac{x_0}{\hbar}\right)$. Несмещенную частоту для n=0 дает член

$$\mathscr{E}_{0} = e^{-i\omega_{0}t}\prod_{m}^{3N}\mathscr{Y}_{0}\left(\frac{x_{m}}{\hbar}\right),$$

а также члены с $\sum_m n_m \Omega_m = 0$, количество которых мало и при расчете интенсивности несмещенной линии Мёссбауэра ими можно

пренебречь. Таким образом, интенсивность линии Мёссбауэра равна

$$f = |\mathcal{E}_0|^2 = \prod_m^{3N} \mathcal{J}_0^2 \left(\frac{x_m}{\lambda}\right), \tag{1.43}$$

В этом выражении каждый из сомножителей \mathcal{F}_0^2 мало отличается от единицы, тогда, разлагая \mathcal{F}_0 в ряд

$$\mathcal{Y}_{\mathbf{0}}(y) = 1 - \frac{1}{4}y^2 + \ldots,$$

получим

$$\mathcal{Y}_0\left(\frac{x_m}{\lambda}\right) = 1 - \frac{x_m^2}{4\lambda^2}$$

и, ограничиваясь этими членами, имеем

$$\ln f = 2\sum_{m}^{3N} \ln \mathcal{Y}_0\left(\frac{x_m}{\lambda}\right) = 2\sum_{m}^{3N} \ln \left[1 - \left(\frac{x_m}{2\lambda}\right)^2\right] \cong -2\sum_{m}^{3N} \left(\frac{x_m}{2\lambda}\right)^2.$$

Заменяя $\frac{1}{2} \sum_{m} x_m^2$ на $< x^2 > -$ среднеквадратичное смещение

колеблющегося атома от положения равновесия, — будем иметь

$$\ln f \simeq -\frac{\langle x^2 \rangle}{\lambda^2},\tag{1.44}$$

Отсюда следует, что если излучатель колеблется с амплитудой малой по сравнению с длиной волны излучения ($x \ll \lambda$), то фазовые сдвиги изменяются мало и интенсивность компоненты с частотой ω_0 , т. е. линии Мёссбауэра, убывает незначительно. Если же $x > \frac{\lambda}{2}$, то волны с частотой ω_0 начинают гаситься и интенсивность компоненты с ω_0 резко падает, что приводит к значительному уменьшению доли фотонов f, испускаемых без потери энергии на отдачу.

Для осциллятора с собственной частотой Ω средний квадрат смещения и энергия U связаны

$$\langle x \rangle^2 = \frac{U}{M\Omega^2}, \qquad (1.45)$$

а средняя энергия осциллятора равна

$$\langle U \rangle = \hbar \Omega \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\frac{\hbar \Omega}{e^{\frac{\hbar \Omega}{kT}} - 1}} \right).$$
(1.46)

-1

Комбинируя эти выражения и подставляя после усреднения по спектру колебаний твердого тела в (1.44), получим

$$\ln f = \frac{E_R^2}{Mc^2} \int_0^\infty \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\frac{\hbar\Omega}{e^{\frac{\hbar\Omega}{kT}} - 1}} \right] \frac{\Phi(\Omega) \, d\Omega}{\hbar\Omega}, \qquad (1.47)$$

где T — абсолютная температура, $\Phi(\Omega)$ — нормированный к 1 спектр собственных частот твердого тела. В дебаевском приближении

$$\Phi(\Omega) = 3\left(\frac{\pi}{k}\right)^3 \frac{\Omega^3}{\theta_D^3}$$
при $\hbar\Omega \ll k\theta$, (1.48)

 $\Phi(\Omega) = 0$ при $\hbar\Omega > k\theta_D$, где θ_D — дебаевская температура. Подставляя это выражение в (1.47), приходим к формуле

$$f = e^{-2\mathscr{M}(t)},\tag{1.49}$$

где

$$\mathscr{M}(t) = \frac{3R}{Tk\theta} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{t}{e^t - 1} dt \right], \qquad (1.50)$$

Выражение для f является частным случаем теплового фактора Дебая—Валлера, учитывающего влияние колебаний атомов кристаллической решетки на интенсивность брэгговского рассеяния рентгеновских лучей. Это совпадение отражает общую особенность двух явлений: и эффект Мёссбауэра и брэгговское рассеяние определяются несмещенной компонентой частотного спектра излучения, модулированного колебаниями атомов решетки; только в первом случае идет речь о колебаниях излучающего атома, а во втором — рассеивающего.

Фактор Дебая — Валлера имеет вид [12]

$$I = I_0 e^{-2\mathscr{M}},\tag{1.51}$$

где

$$\mathcal{M} = \frac{\langle x^2 \rangle}{2} \ \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}, \tag{1.52}$$

а $< x^2 >$ теперь среднеквадратичное смещение атома по оси x, перпендикулярной к отражающей плоскости, θ — угол отражения.

В многочисленных исследованиях интенсивности дифракционных рентгеновских максимумов было показано, что при изменении температуры происходит изменение амплитуды рассеяния, но не происходит уширения линий, обусловленное эффектом Доплера.

Основное различие факторов Дебая — Валлера (1.51) и Лэм-

ба — Мёссбауэра (1.49) связано с временами взаимодействия рентгеновских т и γ -лучей τ_{γ} с решеткой, причем $\tau \ll \tau_{\gamma}$. Этот вопрос обсуждался в работах Цара [13] и Траммеля [14]. Время жизни уровня определяет длину когерентности испущенного фотона, «длинный» — фотон в случае мессбауэровского γ -кванта и «короткий» — для рентгеновских лучей. Поэтому процесс упругого нерезонансного рассеяния γ -лучей по углам Брэгга также отличается от рассеяния рентгеновских лучей и сказывается на формулах интенсивности.

Общие вопросы теории взаимодействия «длинных» квантов с кристаллами изложены в работе [15].

Строгое рассмотрение закономерностей эффекта Мёссбауэра можно провести на основе квантово-механической теории. Основные идеи в этом плане были изложены в работе Лэмба [10], посвященной поглощению нейтронов атомами кристалла. В модифицированном виде они были первоначально использованы самим Мёссбауэром [7—9], а затем и рядом теоретиков [16—18] для описания резонансного поглощения у-квантов кристаллами.

Теория эффекта Мёссбауэра для примесного ядра в кристалле, т. е. когда излучателем является чужое по отношению к матрице ядро, была разработана Ю. М. Каганом и др. [19, 20].

Переход свободного ядра из начального $\{i\}$ в конечное состояние $\{f\}$ при испускании или поглощении γ -квантов с импульсом $\hbar k$ описывается матричным элементом, который соответствует некоторому оператору, зависящему от координат, импульсов и спинов нуклонов ядра. Так как размеры ядра значительно меньше длины волны фотона, то можно рассматривать испускание или поглощение фотона ядром как одной частицей с координатой \mathbf{x} в системе центра масс. В этом случае оператор зависит только от относительных координат \mathbf{q} и спинов частиц и имеет вид

$e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \cdot a(\mathbf{q}).$

Явное выражение в a(q) при общем рассмотрении не представляет интереса, но оно всегда может быть определено для известного типа электрического или магнитного перехода и его мультипольности.

Как показал Липкин [17], такое приближение справедливо при нерелятивистских скоростях частиц и является следствием принципа относительности Галилея.

Процесс испускания или поглощения γ -лучей ядром атомной системы сопровождается изменением всего состояния кристалла. При этом набор квантовых чисел n_i , характеризующих решетку в начальном состоянии, изменяется на n_f для конечного состояния, а изменение внутреннего состояния ядра, испускающего или поглощающего γ -квант, описывается соответственно волновыми функциями |i > n |f >. Силы связи между атомами в кристалле намного меньше внутриядерных сил, поэтому возникновение колебаний центра тяжести ядра в решетке не приводит к изменению внутренних степеней свободы ядра и матричный элемент может быть записан в виде двух сомножителей, каждый из которых определяется отдельно или состоянием решетки или внутренней структурой ядра

$$\mathfrak{M}_{L} = \langle n_{f} | \exp (i\mathbf{k}\mathbf{x}) | n_{i} \rangle \langle f | a(\mathbf{q}) | i \rangle.$$
(1.53)

Колебательное состояние кристалла характеризуется набором квантовых чисел фотонов n_i в начальном и n_f в конечном состояниях. Вероятность испускания или поглощения фотона с волновым вектором k пропорциональна квадрату матричного элемента. Ядерный матричный элемент $< f | a(\mathbf{q})i >$ входит в матричный элемент $\ll f | a(\mathbf{q})i >$ входит в матричный элемент \mathfrak{M}_L как общий множитель при любых изменениях состояний решетки; но нас интересуют только относительные вероятности, или более точно, доля переходов, происходящих без отдачи, т. е. переходы, не приводящие к изменению n_i . Поэтому ядерный множитель можно в (1.53) опустить. Тогда вероятность того, что решетка окажется в некотором определенном состоянии n_f после перехода из состояния n_i , запишется так

$$w(n_f, n_i) = |\langle n_f | \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}) | n_i \rangle|^2.$$
(1.54)

Вероятность испускания γ -квантов без отдачи определяется величиной $w(n_i, n_i)$. Зная $w(n_i, n_i)$ и \mathfrak{M}_L (1.53), можно вычислить долю $f \gamma$ -квантов, испущенных или поглощенных без передачи энергии решетке

$$f = \frac{w(n_i, n_i)}{\sum_{n_f} w(n_i, n_f)}.$$

Поскольку для любого начального состояния n_i решетки справедливо соотношение

$$\begin{split} \sum_{n_f} \omega\left(n_f, n_i\right) &= \sum_{n_f} \left\langle n_i \,|\, e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} \,|\, n_f \right\rangle \left\langle n_f \,|\, e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \,|\, n_i \right\rangle = \\ &= \left\langle n_i \,|\, e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \,|\, n_i \right\rangle = \left\langle n_i \,|\, n_i \right\rangle = 1, \end{split}$$

то

 $f = \omega(n_i, n_i) = |\langle n_i | e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} | n_i \rangle|^2.$

Чтобы вычислить полученный матричный элемент, необходимо предложить определенную модель решетки кристалла. Такую задачу обычно решают в гармоническом приближении, совершая переход к нормальным координатам, которые вместе с набором квантовых чисел $\{n_s\}$ полностью описывают возбужденные состояния кристалла.

Подобные вычисления проводились неоднократно, но результаты этих работ в основном мало отличаются от классических.

§ 4. ПАРАМЕТРЫ МЕССБАУЭРОВСКОГО СПЕКТРА

Мёссбауэровский спектр представляет собой зависимость интенснвности пропущенного через поглотитель излучения источника от относительной скорости движения *v* источника или поглотителя. Положительной скорости отвечает сближение источника с поглотителем, а отрицательной скорости отдаление источника от поглотителя. Кривая, изображенная на рис. 3, достаточно точно описы-

вает одиночную мессбауэровскую линию, интенсивность которой описывается выражением (1.37). Эта линия характеризуется величиной эффекта є % и шириной линии Г¹. Если источник и поглотитель различаются по своему химическому строению, то линия поглошения может быть сдвинута относительно линии испускания на величину δ, которая определяется как изомерный или химический сдвиг. Если источник и поглотитель находятся при различной температуре, то линия поглощения и линия испускания также разделены интервалом б_т, который определяется как температурный сдвиг. Мессбауэровский спектр может иметь сверхтонкую структуру (СТС) из-за внутренних магнитных наличия И электрических полей в твердых телах. На рис. З приведены возможные формы линий идеальных мессбауэровских спектров.

Величина эффекта. При исследовании эффекта Мёссбауэра экспериментально наблюдается величина резонансного поглощения у-квантов. Так как спектр ядерного у-резонанса пред-



Рис. 3. Параметры мессбауэровского спектра

ставляет собой энергетическое распределение ү-квантов, зависящее от относительной скорости источника или поглотителя, то результаты эксперимента обычно представляют в виде зависимости величины резонансного поглощения ү-квантов є % от относительной скорости υ источника или поглотителя:

$$\varepsilon(v) \% = \frac{N(\infty) - N(v)}{N(\infty)},$$

где N(v) — число γ -квантов, прошедших через поглотитель при некоторой скорости v, $N(\infty)$ — число γ -квантов, зарегистрирован-

¹ Обычно для удобства определяют полную ширину линии на половине ее высоты и эту величину называют шириной экспериментальной линии.

ных в отсутствие резонанса. При достаточно больших скоростях v резонансное поглощение γ -квантов практически полностью отсутствует и $\varepsilon(v) = 0$. Максимальное значение $\varepsilon(v) = 1$ достигается при точном перекрытии линий поглощения и испускания. Если источник и поглотитель изготовлены из одного и того же материала и условия, в которых они находятся, одинаковы, то линия поглощения совпадает по энергии с линией испускания и резонанс наблюдается при нулевой скорости. Во всех остальных случаях для наблюдения резонанса необходимо доплеровское смещение по скорости, компенсирующее разницу в химических состояниях, т. е. изомерный сдвиг δ .

Спектр излучения мессбауэровских источников обычно содержит более жесткое ү-излучение, рентгеновское излучение, которые, рассеиваясь от окружающих источник деталей, вносят дополнительный вклад в фон, поэтому

$$\varepsilon(v) \% = \frac{N(\infty) - N(v)}{N(\infty) - N(\phi)},$$

где $N(\phi)$ — скорость счета, возникающая от фона.

Так, например, в спектре ⁵⁷Со кроме мессбауэровской линии с энергией 14,4 кэв присутствуют ү-линии 123 кэв и 137 кэв, а также рентгеновские излучения Fe с энергиями $E(K_{\alpha_1}) = 6,40$ кэв, $E(k_{\alpha_2}) = 6,39$ кэв $E(k_{\beta_1})$ и $E(K_{\beta_1}) = 7,06$ кэв.

Величина эффекта є зависит от числа поглощающих ядер. Для ряда ядер, таких, как ¹⁶⁹Tu, ¹⁸¹Ta и ¹⁹⁷Au, которые имеют один стабильный изотоп в естественной смеси, дальнейшее обогащение невозможно. Для ядер, у которых естественное содержание ниже, чем 100%, например ¹⁶⁶Er (33,4%), ¹⁷⁷Hf (18,5%), ¹⁸²W (26,4%), ¹⁹¹Ir (38,5%), возможно наблюдение эффекта без обогащения. Но для таких, как ⁵⁷Fe (2,27%), ⁶⁷Zn (4,11%) и ¹⁷⁰Yb (3,03%), требуется увеличение числа резонансных ядер за счет обогащения, особенно в тех случаях, когда исследуемые вещества имеют низкие температуры Дебая θ_D , к ним относятся, например, биологические объекты с большим молекулярным весом.

Величина є зависит от вероятности испускания и поглощения без отдачи f и f', от эффективной толщины поглотителя и может иметь сильную температурную зависимость. Измерения є при различных температурах могут быть использованы для определения дебаевской температуры, для оценки ближайшего окружения резонирующего ядра в исследуемом веществе и для исследования магнитных явлений.

Ширина линии. Ширина ядерного перехода определяется в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга

$$\Gamma \tau = \hbar$$
, или $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$.

В случае ядерного рассеяния ширина линии Гу связана с пол-

ной шириной Γ , соотношением $\Gamma_{\gamma} = \frac{1}{1-\alpha} \Gamma$, где α — коэффициент конверсии, который имеет значения 9,0: 5,5 и 3,7 для наиболее распространенных мессбауэровских изотопов ⁵⁷ Fe (14.4 каз):

распространенных мессбауэровских изотопов ⁵⁷Fe (14,4 кэв); ¹¹⁹Sn (23,9 кэв) и ¹⁹⁷Au (77 кэв) соответственно. Экспериментальная ширина линии никогда не может быть меньше, чем двойная ширина естественной линии испускания¹. Практически линия Г_{эксп}=2Г_у наблюдается очень редко, что связано с уширением из-за конечной толщины источника и поглотителя; к уширению линий приводят также дефекты, напряжения и

примеси. Тем не менее экспериментальное определение ширины линии, как и величины эффекта, может быть использовано при применении стандартного поглотителя для надежной оценки качества и сравнения мессбауэровских источников.

Для изучения ширины Г_{эксп} проводятся измерения с несколькими поглотителями различной толщины. Минимальная ширина наблюдается при очень тонких поглотителях и может быть точно получена интерполяцией к нулевой толщине поглотителя (см. § 3).

Изомерный сдвиг. Изомерный (или химический) сдвиг получил наибольшее применение в химических исследованиях. Экспериментально величину изомерного сдвига определяют как расстояние между положениями максимумов или центров тяжести резонансных кривых для стандарта и исследуемого вещества. Изомерный сдвиг был впервые обнаружен Кистнером и Саньяром [21]. Применения изомерных сдвигов приведены в обзоре Ширли [22].

Классические представления позволяют достаточно точно определить понятие изомерного сдвига. В § 1 нами было рассмотрено электростатическое взаимодействие электронов атома с ядром. Появление дополнительного энергетического сдвига при электростатическом взаимодействии *s*-электронов с ядром конечного размера по сравнению с точечным ядром дается выражением (1.18)

$$\Delta W = \frac{2\pi e}{3} |\psi(0)|^2 \int r^2 \rho d\tau. \qquad (1.55)$$

Для возбужденного и основного уровней (1.55) различно, так как ядра в различных энергетических состояниях имеют отличающиеся радиусы.

Пусть энергия Е, отвечает у-переходу между энергетическими

¹ Исключением является использование резонансных детекторов, которые позволяют получить ширину линии меньше $2\Gamma_{\gamma}$ (см. § 4, 5, гл. III), а также при сужении линии, которое возникает при пропускании линии естественной ширины через фильтр-поглотитель, содержащий мессбауэровские ядра, состояние которых описывается сверхтонким квадрупольным или зеемановским взаимодействием [68].

уровнями $W_j \rightarrow W_i$, тогда для случая испускания γ -квантов

$$E_{\gamma s} = (E_i + \Delta W_i) - (E_f + \Delta W_f) = E_0 + \frac{2\pi Z e^3}{3} \left[\langle r_i^2 \rangle - \langle r_j^2 \rangle \right] |\psi_s(0)|^2,$$
(1.56)

где $\int \rho d\tau = Ze$, а $< r^2 >$ представляет среднеквадратичный радиус, определяемый выражением

$$\langle r^2 \rangle = \int r^2 \rho(r) d\tau = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^4 d\tau,$$

аналогично для поглотителя:

$$E_{\gamma a} = E_0 + \frac{2\pi Z e^a}{3} \left[\langle r_i^2 \rangle - \langle r_f^2 \rangle \right] |\psi_a(0)|^2. \tag{1.57}$$

Теперь можно записать разность энергий переходов в источнике и поглотителе, т. е. изомерный или химический сдвиг

$$\delta = E_{\gamma a} - E_{\gamma s} = \frac{2\pi e^2 Z}{3} \left[\langle r_i^2 \rangle - \langle r_j^2 \rangle \right] \left[|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2 \right].$$
(1.58)

Величина [$\langle r_i^2 \rangle - \langle r_f^2 \rangle$], или изомерная разность для данного изотопа и данной пары уровней, величина постоянная. Она является чисто ядерной характеристикой, отсюда первое название изомерный сдвиг.

Вторая разность [$|\psi_a(0)|^2 - |\psi_s(0)|^2$] связана с различным химическим строением источника и поглотителя. Если $|\psi(0)|^2 \neq |\psi(0)|^2$, то $\delta \neq 0$, и это означает, что поглотитель и источник химически различны. Если $|\psi_a(0)|^2 = |\psi_s(0)|^2$, то $\delta = 0$, сдвиг между линиями в спектре отсутствует. Второе наименование δ — химический сдвиг — произошло от того, что третий множитель в (1.58) имеет чисто химическое происхождение.

Для наблюдения спектра при $\delta \neq 0$ необходимо компенсировать разность энергий $E_{\gamma s}$ и $E_{\gamma a}$, для этого поглотитель или источник приводятся в движение со скоростью $v = \frac{c\Delta E}{E_0}$.

Если предположить, что ядро представляет сферу радиуса *R* с равномерно распределенным по объему зарядом с постоянной плотностью σ, то

$$\sigma = \frac{Ze}{V} = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{Ze}{R^3}, \qquad (1.59)$$

где V — объем сферы, а

 $\langle r^2 \rangle = 4\pi \int_0^R r^4 dr \Big/ \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{3}{5} R^2.$

Подставляя эти значения в (1.58), получим

$$\delta = \frac{2\pi}{5} e^2 Z \Delta R^2 \left[\left| \psi_a(0) \right|^2 - \left| \psi_s(0) \right|^2 \right],$$

где

$$\Delta R^2 = R_i^2 - R_j^2 = (R_i - R_j)(R_i + R_j) \stackrel{\bullet}{=} 2R\Delta R$$

или окончательно:

$$\delta = \frac{4\pi}{5} e^2 Z \, \frac{\Delta R}{R} \, R^2 \, [\,|\,\psi\,(0)\,|_a^2 - |\,\psi\,(0)\,|_s^2]. \tag{1.60}$$

Последнее выражение состоит из двух множителей. Первый множитель содержит только ядерные параметры, в частности разность $\Delta R = R_e - R_g$. Второй множитель представляет разность суммарных плотностей электронов в области соответствующих ядер. Нанбольший вклад в $|\psi(0)|^2$ дают *s*-электроны. Если известно значение ΔR , то выражение (1.60) можно использовать для измерения плотности электронного заряда. Существует ряд методов расчета $|\psi(0)|^2$ [23, 24], которые показывают, что при определении $|\psi(0)|^2$ необходимо в ряде случаев учитывать $p_{1/2}$ электроны и экранирование *s*-электронов *d*-электронами. Для химических исследований пользуются относительным изменением величины δ . Определение $\frac{\Delta R}{R}$ требует трудоемких опытов н расчетов [25, 26].

Квадрупольное взаимодействие. Энергия квадрупольного взаимодействия, описываемая выражением (1.17), содержит член, который отвечает за взаимодействие квадрупольного момента ядра с градиентом неоднородного электрического поля, создаваемого зарядами в кристалле. Взаимодействие между электрическим квадрупольным моментом ядра Q и градиентом электрического поля описывается гамильтоннаном

 $\mathscr{H} = \mathbf{Q}(\nabla \mathbf{E}) = Q_{\alpha\beta}(\nabla_{\alpha}E_{\beta}),$

где

$$Q_{\alpha\beta}=\int\rho x_{\alpha}x_{\beta}d\tau,$$

Можно показать, что гамильтоннан Ж равен:

$${}^{\prime}\mathcal{H}_{Q} = \frac{eQ}{4I(2I-1)_{j}} \left[\varphi_{zz} \left(3I_{y}^{2} - I^{2} \right) + \left(\varphi_{xx} - \varphi_{yy} \right) \left(I_{x}^{2} - I_{y}^{2} \right) \right]. \quad (1.62)$$

Это выражение показывает, что для определення \mathcal{H}_Q достаточно значение двух параметров φ_{xz} и $\varphi_{xx} - \varphi_{yy}$. Обычно используют параметры η и q, называемые параметрами асимметрии и градиентом поля:

$$\eta = \frac{\varphi_{xx} - \varphi_{yy}}{\varphi_{zz}}; \quad eq = \varphi_{zz}. \tag{1.63}$$

Учитывая эти параметры, определим собственные значения опера-

(1.61)

тора:

$$E_Q = \frac{e^2 q Q}{4I (2I-1)} \left[3m_I^2 - I (I+1) \right] (1+\eta^2/3)^{1/2}, \qquad (1.64)$$

где

$$m_I = I, I - 1, \ldots, -I.$$

Для случая аксимальной симметрии, что является хорошей аппроксимацией $\eta = 0$, если ось *z* совпадает с осью симметрии, а $V_{xx} = V_{yy}$, то квадрупольное расщепление равно

$$E_{\bar{Q}} = \frac{e^2 q Q}{4I (2I-1)} \left[3m_I^2 - I (I+1) \right]. \tag{1.65}$$

Для ядра, у которого I = 0 или 1/2 член 4I(2I-1) исчезает и E_Q схлопывается. Для ядра с I = 3/2 член $\frac{3m_I^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)}$ имеет значения 1/4 для $m_I = 3/2$ и -1/4 для $m_I = 1/2$, что приводит к

$$\Delta E_Q = \frac{1}{2} e^2 q Q \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right)^{\frac{1}{2}}.$$
 (1.66)

Величина квадрупольного взаимодействия зависит от вторых производных $\varphi_{\alpha\beta}$ потенциала, а в случае системы координат, совпадающей с главными осями, от φ_{zz} и $\varphi_{xx} - \varphi_{yy}$. Потенциал φ обусловлен окружающими данное ядро заряженными частицами (другими ядрами или электронами). Можно вычислить производные в начале координат от потенциала, который создает заряд e, находящийся в точке x, y, z.

Тогда

$$\varphi_{zz} = e \cdot \frac{3z^2 - r^2}{r^5}, \tag{1.67}$$

где $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, а в сферической системе координат

$$\varphi_{zz} = e \cdot \frac{3\cos^2 \theta - 1}{r^3}.$$
 (1.67')

Из выражений (1.67) и (1.67') следует, что градиенты убывают как $1/r^3$, поэтому наиболее сильное влияние оказывают заряды (ионы), расположенные в непосредственной близости от ядра, а также частично заполненные оболочки собственного атома. Градиент электрического поля (ГЭП), обусловленный внешними зарядами, обычно меньше ГЭП, создаваемого нескомпенсированными электронами собственной оболочки атома, содержащего мессбауэровское ядро.

Окружающее ядро заряды приводят к возмущению сферически расположенных электронов заполненных внутренних оболочек. Такой эффект приводит к поправке к значению градиента φ_{zz}^{0} , обусловленному зарядом *е*. Истинное значение градиента φ_{zz} находится с помощью введения фактора антиэкранирования $1-\chi(r)$:

 $\varphi_{zz} = \varphi_{zz} \left[1 - \chi(r) \right].$

Величину $\chi(r)$ называют коэффициентом антиэкранирования Штернгеймера [27]. $\chi(r)$ зависит от расстояния r от ядра и от заряда e. Если заряд находится внутри заполненной оболочки, то $\chi(r) \ll 1$, если r велико, то $\chi(r)$ перестает зависеть от r и $\chi(r)$ обозначают как χ_{∞} . Параметр Штернгеймера вводится как дополнительный множитель в величину квадрупольного расщепления (формулы 1.64—1.66).

Магнитная сверхтонкая структура. В эффекте Мёссбауэра наблюдаются у-переходы, происходящие между двумя ядерными уровнями: возбужденным и основным, которые в поле Н расщепляются на подуровни. Возникающая магнитная зеемановская сверхтонкая структура обусловлена взаимодействием дипольного момента ядра µ с магнитным полем на ядре *H*. Энергия 2*I*+1 уровней находится в соответствии с магнитным числом m₁, определяющим проекцию спина ядра на направление магнитного поля (см. § 1, формула 1.6). Возможные переходы определяются правилами отбора и мультипольностью излучения. Для дипольных переходов Е1 и М1: $|\Delta m_I| \ll L$. Если расстояния между подуровнями больше естественной ширины линии Г, то спектр расщепляется на серию разрешенных линий, если же Г> ΔW , то расщепленные линии перекрываются, а результирующая мессбауэровская линия будет уширенной. Магнитные подуровни возбужденных состояний ядер обычно разрешаются при небольших полях.

Получение достаточно больших величин внешних полей *H* сопряжено с экспериментальными трудностями, к тому же их действие в доменных образцах сильно компенсируется размагничивающими полями. Внутреннее или эффективное магнитное поле *H*_e, создаваемое поляризованными электронными оболочками магнитных ионов, достигает больших значений 10⁴—10⁵ э и может иметь различное происхождение [28].

Исследование ядерного эффекта Зеемана, обусловленного полями *H_e*, необходимо для изучения магнитных свойств кристаллов.

Спины основного состояния изотопов ⁵⁷Fe и ¹¹⁹Sn равны ¹/₂, а возбужденного ³/₂, поэтому основной уровень расщепляется на два подуровня ($m_I = \pm {}^{1}/_{2}$), а возбужденный на четыре. На рис. 4 приведена схема зеемановского сверхтонкого магнитного расщепления основного и первого возбужденного состояний для ⁵⁷Fe и соответствующие шесть переходов $\Delta m_I = 0, \pm 1; I_1(-{}^{3}/_{2} \rightarrow {}^{-1}/_{2}), I_2(-{}^{1}/_{2} \rightarrow {}^{-1}/_{2}), I_4(-{}^{1}/_{2} \rightarrow {}^{1}/_{2}), I_5({}^{1}/_{2} \rightarrow {}^{1}/_{2}), Интенсивности которых определяются вероятностями переходов, последние можно рассчитать, пользуясь коэффициентами Клебша-Гордана.$

Вычисления [29] показали, что интенсивности линий зеемановского расщепления мессбауэровского спектра для монокристалла характеризуются простыми тригонометрическими функциями, аргументом которых является угол θ между направлениями распространения γ -квантов и магнитного поля H.

$$I_{1}: I_{2}: I_{3}: I_{4}: I_{5}: I_{6} = \frac{3}{4}(1 + \cos^{2}\theta) : \sin^{2}\theta : \frac{1}{4}(1 + \cos^{2}\theta) : \frac{1}{4}(1 + \cos^{2}\theta) : \frac{1}{4}(1 + \cos^{2}\theta) : \sin^{2}\theta : \frac{3}{4}(1 + \cos^{2}\theta) = 3 : \beta : 1 : 1 : \beta : 3, \quad (1.68)$$

где

$$\beta = \frac{4\sin^2\theta}{1+\cos^2\theta}.$$

Из соотношений (1.68) видно, что отношение между переходами $I_1: I_3$ и $I_6: I_4$ постоянно и равно 3, а величина β зависит от угла θ . При $\theta = 0$ $\beta = 0$; при $\theta = \frac{\pi}{2}\beta = 4$. Таким образом, наложение магнитного поля позволяет устанавливать правильную последовательность переходов в мессбауэровском спектре. В условиях насыщения компоненты в спектре I_2 и I_5 должны пропадать, если H_0 параллельно распространению у-квантов, а при перпенди-



Рис. 4. Сверхтонкое расшепление для уровней с $I = \frac{3}{2}$ и $I = \frac{1}{2}$

кулярном поле H_0 ряд (1.68) имеет такую последовательность: 3:4:1: :1:4:3.

Если направление намагниченности в доменах по кристаллу в среднем имеет одинаковую вероятность, то $\cos^2 \theta = \frac{1}{3}$, а $\sin^2 \theta = \frac{2}{3}$ и интенсивности в (1.68) относятся как 3:2:1:1:2:3. Это справедливо также для изотропных поликристаллических образцов.

Комбинированное магнитное и электрическое сверхтонкие взаимодействия. Для тех веществ, у кото-

рых кристаллическая решетка имеет симметрию ниже кубической, сверхтонкое взаимодействие определяется двумя членами гамильтониана взаимодействия — магнитным и электрическим

$$\mathcal{H}=\mathcal{H}_{_{\mathrm{M}}}+\mathcal{H}_{_{\mathfrak{H},\mathrm{T}}}.$$

В общем случае, когда энергии магнитного и квадрапульного взаимодействий имеют один и тот же порядок и электрическое поле не является аксиально симметричным, выражения для собственных значений гамильтониана сложны. Расчеты сверхтонкой структуры мессбауэровского спектра для этого случая проведены в работах [30, 31]. Довольно легко можно определить уровни энергий для случая аксиально симметричного электрического поля. Если магнитное поле не совпадает с главной осью тензора ГЭП, то гамильтониан имеет вид:

$$\mathscr{H} = -\xi \hbar H_0 I'_z + \frac{e^2 q Q}{4I (2I - 1)} (3I^2_z - 1), \qquad (1.69)$$

а собственные значения

$$E_m = -\xi \hbar H_0 m_I + \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left(\frac{3\cos^2 \theta - 1}{2}\right) [3m^2 - I(I+1)]. \quad (1.70)$$

Для частных значений спина, например, для $I = {}^{3}/_{2}$, можно написать решения в аналитической форме [30, 31].

1. Аксиально симметричный тензор ГЭП с осью симметрии, параллельной полю *H*:

$$E_m = -g\mu_N H_0 m_I + (-1)^{[m_I]_1 + \frac{1}{2}} - \frac{e^2 q Q}{4}.$$
 (1.71)

В этом случае квадрупольное взаимодействие смещает все четыре магнитных подуровня на одинаковую величину, но в разную сторону для $\pm {}^{3}/{}_{2}$ и $\pm {}^{1}/{}_{2}$ возбужденного состояния. Для практической работы важен тот факт, что расстояние между двумя крайними компонентами экспериментального мессбауэровского спектра, отвечающее разности энергий между переходами $\pm \frac{3}{2} \rightarrow \pm \frac{1}{2}$ не зависит от квадрупольного взаимодействия и поэтому через него прямо определяется величина магнитного поля. Остальные четыре компоненты мессбауэровского спектра при наличии квадрупольного взаимодействия и задрупольного взаимодействия и поэтому через него прямо определяется величина магнитного поля. Остальные четыре компоненты мессбауэровского спектра при наличии квадрупольного взаимодействия изменяют свое положение относительно двух крайних линий. Если мессбауэровский спектр достаточно разрешен и позволяет выделить хотя бы четыре крайних из шести зеемановских компонент, то из разности расстояний между двумя первыми и двумя последними компонентами можно определить величину квадрупольного расщепления спектра.

2. Аксиально симметричный тензор ГЭП с осью симметрии, направленной под углом θ к H (оси Z и Z'),

$$E_{m} = -g\mu_{N}H_{0}m_{I} + (-1)^{[m_{I}] + \frac{1}{2}} - \frac{e^{2}qQ}{4} \cdot \frac{3\cos^{2}\theta - 1}{2}.$$
 (1.72)

Несмотря на то что выражения (1.71) и (1.72) отличаются экспериментально их различить трудно, так как при замене $Q(3\cos^2\theta-1)$ на Q' формулы (1.71) и (1.72) формально становятся идентичными. Определение экспериментальных параметров спектра, описанное для предыдущего случая, может быть выполнено и здесь, но необходимо помнить, что ошибка заключается в конечном счете в множителе $\frac{3\cos^2\theta-1}{2}$, разумное значение которого может быть выбрано, исходя из рассмотрения магнитной структуры и возможного направления ГЭП в кристалле, т. е. угла θ . При известной атомной, а тем более магнитной структуре интерпретация мессбауэровского спектра вполне возможна.

Большую помощь в таких исследованиях оказывает экспериментатору наложение внешнего магнитного поля или исследование монокристаллических образцов.

3 Зак. 432

Однако следует подчеркнуть, что расшифровка комбинированного взаимодействия магнитного поля и ГЭП требует большого экспериментального искусства.

До сих пор мы рассматривали только взаимодействие ядра со статическими внутрикристаллическими полями. Сверхтонкая структура мессбауэровского спектра может создаваться также флуктуирующими между максимальными значениями поля $+H_e$ и -*H*е магнитными полями. Природа возникновения флуктуации поля Не определяется физическими свойствами объекта исследования: так, набор Не может возникнуть из-за изменения ближайшего окружения мессбауэровского ядра (концентрационные неоднородности состава) и из-за релаксации магнитного момента электронной оболочки. Необходимо четко различать эти два случая. Впервые квантовая теория влияния спин-решеточной релаксации на форму мессбауэровского спектра была развита Афанасьевым и Каганом [60], которые предсказали основные черты явления, довольно часто наблюдаемого теперь экспериментально при исследовании эффекта Мёссбауэра в парамагнитных веществах. Проявляющаяся картина мессбауэровского спектра в парамагнитных веществах более сложная, чем в ферро- или антиферромагнетиках и обычно в случае разрешенной СТС состоит из центральной «парамагнитной» линии (совершенно не обязательно одиночной) и нечетко выраженной сверхтонкой структуры, которое затрудняет интерпретацию спектра. В некоторых случаях, однако, удается разрешить СТС, если приложить к парамагнетику слабое внешнее поле. Как показало теоретическое рассмотрение, проведенное Афанасьевым и Каганом [61], СТС в парамагнетиках оказывается не только зависящим от времени релаксации электронного спина, но и чувствительным к очень слабым внешним магнитным полям, действующим на парамагнитный ион. Это обусловлено тем, что в слабом поле состояния, между которыми осуществляется ядерный переход в парамагнитном ионе, являются не чисто ядерными, а смешанными, ядерно-электронными, и поэтому при переходе меняется не только состояние ядра, но и состояние электронной оболочки. Если величина взаимодействия магнитного поля со спином оболочки больше константы сверхтонкого взаимодействия, то мессбауэровский переход становится чисто ядерным, так как в этом случае состояния иона, между которыми происходит переход, являются произведением чисто ядерных состояний на чисто электронные, а правило отбора для ядерного перехода собственно не предусматривает изменения электронного состояния. Поэтому те спектры СТС, которые в отсутствие внешнего поля размывались случайными слабыми внутренними полями, создаваемыми ионами окружения, при наложении сравнительно небольшого внешнего поля 100-200 э должны приобрести четкую структуру. Экспериментальное подтверждение эффекта стабилизации СТС получено в работе [62].

Имеется ряд теоретических работ [63-67], объясняющих воз-

никновение и возможные искажения мессбауэровских спектров при наличии флуктуации магнитного поля. Например, в присутствии квадрупольного взаимодействия проявляется асимметрия спектра (эффект Блюма).

Причин асимметрии мессбауэровских спектров несколько; наибольшую дискуссию в литературе вызвала асимметрия двух пиков квадрупольного расщепления, наблюдавшаяся на поликристаллических изотропных (нетекстурированных) образцах. Это явление получило название эффекта Гольданского — Карягина [67] и является следствием анизотропии эффекта Мёссбауэра в монокристаллах [19]. Оба вида асимметрии мессбауэровского спектра различаются по температурной зависимости: асимметрия, вызванная релаксационными процессами в кристалле убывает с ростом температуры.

§ 5. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЯГР-СПЕКТРОСКОПИИ

Бурное развитие ЯГР-спектрометрии отразилось в появлении более 1000 статей за сравнительно короткий период в 10 лет. По применению эффекта Мёссбауэра состоялся целый рад международных конференций, изданы монографии и опубликованы бесчисленные обзорные статьи.

Здесь мы укажем только на ту литературу, которая издана на русском языке, включая и переводные работы. Замечательной по своему содержанию является монография Г. Фрауэнфельдера [32], которая служит прекрасным введением в изучение эффекта Мёссбауэра. Аналогичную цель преследует книга Г. Вертхейма [33], изданная несколько позднее и дополненная редактором перевода (В. В. Скляревским) рядом статей по магнетизму. Сборник оригинальных работ по эффекту Мёссбауэра [34], выпущенный под редакцией Ю. М. Кагана, представляет помимо научной еще и методическую ценность, так как в нем находятся переводы первых статей Мёссбауэра. Вступительная статья к этому сборнику представляет большой интерес и в настоящее время. Применения эффекта Мёссбауэра в физике твердого тела с обзором литературы до 1964 г. рассмотрены М. А. Кривоглазом в сборнике Института научной информации Многочис-[35]. применения эффекта Мессбауэра в химии прекрасно иллюстриленные руются в небольшой, но содержательной монографии В. И. Гольданского [36]. В журнале «Успехи физических наук» [37] тем же автором опубликован обзор, доступный для освоения самой широкой аудиторией, в этой статье состояние научно-исследовательской работы по наиболее важным направлениям охвачено по 1966 г. Недавно был опубликован библиографический указатель статей по эффекту Мёссбауэра за 1958—1964 гг. [38]. И, наконец, в 1967 г появился сборник по методологическим вопросам в технике исследований по эффекту Мёссбауэра [39].

Изомерный сдвиг. Наиболее просто в мессбауэровских экспериментах определяется величина изомерного сдвига. Для этого необходимо найти положение центра тяжести резонансной линии. Многочисленные приложения и интерпретация результатов по исследованию изомерных сдвигов описаны в обзорной статье Ширли [22].

Величина изомерного сдвига может быть записана как

$$\delta = \operatorname{const} \frac{\Delta R}{R} \Delta | \psi(0) |^2, \qquad (1.73)$$

где $\frac{\Delta R}{R}$ — изменение зарядового радиуса ядра при его возбуждении на метастабильный уровень; $\Delta | \psi(0) |^2 = [| \psi_a(0) |^2 - | \psi_s(0) |^2]$ — химическая разность; константа в случае ¹¹⁹Sn равна 1,97·10⁻²².

В случае известного атомного строения химических соединений для определения $|\psi(0)|_{s}^{2}$ и $|\psi(0)|^{2}$ применяется расчетный метод молекулярных орбиталей, который в применении к определению δ был разработан И.Б.Берсукером. В. И. Гольданским, Е. Ф. Макаровым [25]. Второй ядерный член в (1.73) доставляет массу неприятностей тем, кто занимается количественным определением плот- ΔR ности *s*-электронов и долей их участия в химической связи, так как величина R и ее знак практически не определяются из прямых ядерных экспериментов. В работе [40] было обнаружено, что радиус для основного состояния ядра ⁵⁷ Fe больше, $\frac{\Delta R}{R}$ для ⁵⁷Fe отрицателен. Менее почем для возбужденного на порядок, т. е. знак везло другому распространенному мессбауэровскому изотопу ¹¹⁹Sn. Авторы работы [41] на основании сравнения изомерных сдвигов в соединениях двух и четырех- ΔR валентного олова пришли к заключению, что >0. Затем в статье [42] 119Sn R было проведено более полное рассмотрение этого вопроса и оценено абсолютное $\frac{\Delta R}{R}$ $\left(\right)_{119Sn} = 1, 1 \cdot 10^{-4}.$ значение этого отношения, которое оказалось равным AR В последующих работах [43-44] оценка абсолютного значения 119Sn вывалась на приближении, что для различия электронной плотности на ядре существенен вклад только валентных электронов, число которых для четырехвалентных ионных соединений олова равно нулю (например SnF4) и равно двум для двухвалентных соединений олова (например SnCl2). Первая попытка последовательного применения методов квантовой химии к расчету химической разности в соединениях олова была проведена в уже цитированной работе И. В. Берсукера И др. [25]. Последующие исследования показали, 410 результат ока- ΔR зался неправильным. Независимое экспериментальное определение было R проведено на основе изучения коэффициентов внутренней и электронной конверсии ΔR $_{119Sn} = +3.9 \cdot 10^{-4}$ на олове в соединениях β—Sn и SnO₂ [45]. Значение найденное в этой работе считается наиболее правильным.

Величина изомерного сдвига в сплавах в отличие от химических соединений связана в основном с изменением валентных электронов или электронов проводимости, а пределы изменения δ для одной металлической системы не так значительны. Довольно широко проведены измерения изомерных сдвигов на бинарных сплавах олова. В работе [46] была проведена оценка числа электронов в 5s-состоянии для белого олова на основе измерения сдвигов в системе Pd—Sn. Этой же системе посвящена работа [47], в которой была установлена корреляция между магнитной восприимчивостью и изомерными сдвигами. Аналогичные исследования изомерных сдвигов на сплавах медь — олово [48] показали возможность изучения процесса заполнения зон проводимости металлов валентными электронами олова. Обширные исследования изомерных сдвигов в сплавах олова были проведены в работе [49] в широкой области концентраций. Эти исследования показали, что в пределах отдельных фаз δ постоянно, что, вероятно, не совсем точно. Результаты измерения в нозволили провести сравнение со сдвигом Найта и обнаружить четкую зависимость δ от расстояния между ближайшими соседями в основной матрице. Исследование сплавов с помощью эффекта Мёссбауэра представляет более сложную задачу, чем изучение химических соединений, именно, в сплавах возникают локальные неоднородности по составу, частичное упорядочение и комбинация самых различных механизмов взаимодействия между внешними и внутренними электронами (например, s--d-обмен). Несмотря на это, работы по исследованию сплавов расширяются и особенно по изучению сверхтонкой структуры.

Сверхтонкая структура мессбауэровских спектров может возникать как от квадрупольного взаимодействия, так и за счет дипольного магнитного взаимодействия спинов ядра с окружающими электронами. Сравнительно простая и четко выраженная сверхтонкая структура мессбауэровского спектра наблюдается на ядрах ⁵⁷Fe находящихся в ферромагнитном железе, если в качестве источника используется монохроматическое излучение. На рис. 5 представлены спектры поглощения ядрами ⁵⁷Fe в железе, находящемся при различных температурах [50]. Определяя расстояние между линиями, можно найти магнитный момент ядра для



Рис. 5. Температурная зависимость сверхтонкого расщепления спектра поглощения для чистого железа: источник ⁵⁷Со(Сц) при температуре жид-

источник ⁵⁷Со(Си) при температуре жидкого азота возбужденного состояния, если известно μ и эффективное поле на ядре H_e . С повышением температуры поле H_e падает (уменьшается величина расщепления) почти пропорционально намагниченности от температуры. Выше температуры Кюри (773°С) в мессбауэровском спектре остается одна линия.





Этот и другие подобные эксперименты показали, что эффект Мёссбауэра дает возможность исследовать магнитную структуру кристаллов. Остановимся еще на нескольких работах, связанных с изучением сверхтонкой магнитной структуры мессбауэровских спектров. В работе [51] исследовалось соединение Fe₃Al. Это
упорядочивающийся сплав, имеющий две различные позиции для атомов Fe: FeI и FeI1. Вблизи 590° С находится точка Кюри псевдоупорядоченного сплава, при прохождении гочки Курнакова 550° С (точки упорядочения) происходит распад



фазы на мельчайшие области, которые в зависимости от степени упорядоченности и из-за микроскопических флуктуаций концентрации железа могут быть либо ферромагнитными, либо парамагнитными. Вблизи 490°С находится точка Кюри упорядоченной фазы Fe₃Al, ниже которой наступает обычный ферромагнетизм. Исследование мессбауэровских спектров показало, что для сплава Fe₃Al (состава 24,3 атомн. % Al) выше 650°С спектр состоит из одиночной линии (рис. 6), соответствующей парамагнитному состоянию образца. В области температур от 650 до 510° С спектр состоит из двух компонент: центрального пика, отвечаюшего парамагнитному состоянию и непроявившейся еще полностью шестерки зеемановского расщепления. Ниже 500° С начинается магнитное расщепление центрального пика и при комнатной температуре спектр представляет две шестерки магнитной сверхтонкой структуры, которые соответствуют двум позициям атомов Fel и Fell в упорядоченном сплаве Fe₃Al. Аналогичную атомную структуру имеет классический сплав Гейслера Cu₂MnSn, в котором мессабуэровским ядром является олово, занимающее в упорядоченном состоянии, только одно положение SnI (соответствует позиции A1 в решетке Fe₃Al) и мессбауэровский спектр состоит из шести компонент магнитной сверхтонкой структуры [52]. Неупорядоченное состояние, напротив, приводит к возникновению двух различных позиций для атомов олова и в спектре появляются две наложенные друг на друга зеемановские компоненты, каждая из которых состоит из шести линий. Сильная зависимость от термической обработки сплавов Cu₂MnSn приводит к различным исходным состоянням сплавов, поэтому в работах [52-54] было получено различное поле на ядрах олова. Диапазон величин полей H_e от 40 до 250 кэ указывает на различный атомный порядок, возникающий при закалке сплава и возможную флуктуацию состава. На рис. 7 приведен мессбауэровский спектр сплава Cu2MnSn стехнометрического состава после быстрого охлаждения с температуры 600° С. Различная термическая обработка приводит не только к изменению числа зеемановских компонентов в спектре, но и к появлению парамагнитной линии.

Чрезвычайно интересной является работа [55], в которой исследовались мессбауэровские спектры антиферромагнитного соединения FeF₂ вблизи точки Нееля внутри одного градуса (рис. 8). В работе найдено, что зависимость *H_e* от температуры вдали, от точки Нееля имест обычный характер (рис. 9). Прецизионная методика этого опыта открывает новые возможности эффекта Мёссбауэра в исследованиях фазовых, магнитных и атомных, переходов.

С помощью эффекта Мёссбауэра широко исследуются минералы, которые обычно имеют сложную кристаллическую структуру, но исследователь получает удовлетворение от расшифровки не всегда простой сверхтонкой структуры спектров. К тому же природная особенность минералов, которые очень часто существуют в природе в виде монокристаллов делает их привлекательными объектами для исследований На рис. 10 приведена структура минерала делафозита CuFeO₂, который может быть синтезирован искусственно из смеси порошков Cu₂O и Fe₂O₃ при 1000—1200° С. Мессбауэровские спектры этого минерала как в виде поликристалла (рис. 11, б), так и в виде монокристалла, с направлением наблюдения перпендикулярным гексагональной плоскости (рис. 11, а) были исследованы в работе [56]. При 300° С в монокристалльном образце наблюдается асимметрия квадрупольного расщепления, из которого следует, что константа квадрупольного расщепления $\Delta E_{m{\rho}}$ величина положительная, а спектр монокристаллического образца CuFeO₃ показывает при 4,4°K отсутствие перехода с $\Delta m = 0$ ($\pm 5 \, \text{мм/сеk}$). Такое различие спектров монокристаллического и поликристаллического образцов определяет то, что магнитная ось направлена вдоль кристаллографической оси С.

Аналогичные исследования на монокристалле турмалина были проведены в работе [57]. Образцы железистого турмалина были вырезаны в виде плоскопараллельных пластин перпендикулярно особенной полярной оси (оси 3). На рис. 12 приведен мессбауэровский спектр монокристаллического образца турмалина. Из рисунка видно, что спектр состоит из двух компонент, имеющих различную интенсивность. Известно, что отношение интенсивностей компонент квадрупольного расщепления I_1/I_2 (соответственно переходы $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$ и $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$) для случая, когда градиент внутрикристаллического поля имеет осевую симметрию выражается отношением

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{1 + \cos^2\theta}{\frac{5}{3} - \cos^2\theta},$$

где θ — угол между осью симметрии градиента электрического поля и направлением распространения у-квантов, при θ = 90°, I_1/I_2 = 0,6. Экспериментальное значение оказалось очень близким 0,73. Из рисунка видно, что форма компонент дуб-

летного сцектра отличается от симметричной. Проведенная графическая обработка показала, что это связано с наложением двух квадрупольных расщеплений, отвечающих двум различным положениям ядер FeI и FeII в кристаллической структуре турмалина.



Рис. 9. Зависимость *H_e* от температуры для FeF₂



Рис. 10. Структура CuFeO₂ (гексагональная установка)





 а — монокристалл, направление γ-лучей параллельно оси С кристалла; б — поликристаллический образец

Остановимся на ряде практических применений ядерной у-резонансной спектроскопии. Результаты исследования эффекта Мёссбауэра могут дать ценные акалитические сведения. Например, составляя поглотитель из неизвестного вешества и анализируя на мессбауэровский изотоп олово, изотоп или какой-инбудь другой, мы можем определить не только присутствие этого элемента в неизвестном поглотителе, но и его химическое, а в ряде случасв и структурное состояние. Здесь ядерная γ-резонансиая спектроскопия выступает как метод, позволяющий изучать структурно-фазовое состояние неизвестных веществ, наравие с рентгенов-



Рис. 12. Мессбауэровский спектр монокристалла железистого турмалина

ским фазовым или спектральным анализом. Мессбауэровские спектры минералов ильменита FeTiO₃ и магнетита Fe₃O₄ имеют явные отличительные особенности. От процентного соотношения этих минералов в руде зависит ее классификация: в железной руде принимается $\frac{Fe}{Ti}$ %>10, а в титановой — обратное соотношение [58]. Для анализа руд и минералов на содержание в них олова в виде минерала касситерита SnO₂ был предложен ряд портативных мессбауэровских спектрометров, позволяющих проводить такой анализ в полевых условиях [58, 59].

ГЛАВА П

ИСТОЧНИКИ РЕЗОНАНСНЫХ у КВАНТОВ

§ 1. ТРЕБОВАНИЯ К ИСТОЧНИКАМ И ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИЗОТОПОВ

Первое, с чем сталкивается исследователь при проведении экспериментов по эффекту Мёссбауэра, это выбор источника, обладающего узкой линией и большой величиной вероятности излучения у-квантов без потери энергии на отдачу. Во многих случаях желательно, чтобы источник имел большое значение f уже при комнатной температуре (это особенно необходимо при использовании спектрометров с электродинамическим вибратором). Источник с узкой линией и большой величиной f обладает тем преимуществом, что позволяет проводить экспериментальные исследования с большим разрешением, с наименьшей затратой времени на набор статистических данных и приводит к упрощению обработки результатов опыта. Для короткоживущих изотопов важным требованием является наличие высокой удельной активности при малом уровне фона, возникающего от жестких у-квантов. Источник должен обладать небольшим температурным сдвигом линии, иметь высокую дебаевскую температуру $\dot{\theta}_D$, по положению линии испускания оптимально располагаться в шкале энергий (скоростей), быть химически устойчивым при рабочей температуре, при получении легко воспроизводиться с постоянными параметрами f и Г.

К настоящему времени исследовано около тридцати изотопов (см. приложение) и показана принципиальная возможность применения их в спектроскопии ЯГР.

Мессбауэровские изотопы являются преимущественно металлическими элементами с большим порядковым номером. Это неудивительно, так как хорошо известно, что энергия γ -переходов у легких элементов велика, что вызывает увеличение энергии отдачи и уменьшает вероятность эффекта. Однако не все перечисленные в таблице приложения изотопы нашли широкое применение. Вероятность эффекта уменьшается при больших значениях коэффициента внутренней конверсии α , неудобства возникают также при небольших периодах полураспада. Кроме того, некоторые металлы имеют симметрию решетки ниже кубической (например, ¹¹⁹Sn, ¹⁴⁹Sm и т. д.) и поэтому линии испускания у них, как правило, уширены. Таким образом, налагается ряд ограничений на выбор изотопов для исследования по эффекту Мёссбауэра. Часто недостатки можно устранить, используя в качестве источников не чистые элементы, а их сплавы, химические соединения или улучшая параметры источников путем внедрения мессбауэровских изотопов в диамагнитные или парамагнитные матрицы. Согласно теоретическим расчетам [2], особую роль в повышении вероятности эффекта Мёссбауэра играет наличие оптических ветвей в кристалле, которые могут значительно изменить температурную зависимость f(T).

Впервые эффект резонансного поглощения γ -квантов наблюдался на изотопе ¹⁹¹Ir ($E_{\gamma} = 129 \ \kappa 3 \beta$, $T_{1/2} = 1,10^{-10} \ ce\kappa$). Малая интенсивность мессбауэровского излучения позволяет наблюдать резонансное поглощение γ -квантов для ¹⁹¹Ir только при низких температурах.

Среди множества других мессбауэровских изотопов оптимальными свойствами для наблюдения эффекта Мёссбауэра обладают радиоактивные ядра ⁵⁷Со, ^{119m}Sn, ¹²⁵Те, а также ядра редкоземельных элементов, особенно ¹⁶¹Dy.

Ниже мы подробно остановимся только на ряде источников γ-квантов, широко используемых в исследованиях по ядерному гамма-резонансу: ⁵⁷Co, ¹¹⁹Sn, ¹²⁵Te, ¹⁹⁷Au, ¹²¹Sb. Для применения того или иного радиоактивного источника необходимо знать методы его получения, спектр излучения и ядерные характеристики ширину возбужденного уровня, коэффициенты внутренней конверсии γ-перехода, спины и четности уровней, между которыми происходит переход, а также величины квадрупольного электрического момента и магнитных дипольных моментов уровней.

Основные характеристики радиоактивного изотопа наносятся обычно на схему распада. Наиболее полное собрание схем распада проведено в работе [3]. В этом справочном руководстве изотопы сгруппированы по массовым числам А. Значение массового числа А указывается на схемах вверху справа от символа химического элемента; внизу слева — порядковый номер (заряд) внизу справа число нейтронов в ядре. Под символом стабильных изотопов приводится относительная распространенность изотопа в естественной смеси. Основные ядерные реакции, используемые для получения изотопов: захват нейтрона с испусканием ү-квантов — реакция (п, ү), захват протона с испусканием нейтрона — реакция (р, п) и т. д. указываются под символами радиоактивных изотопов. Потенциальная яма каждого ядра обозначается на схеме распада в виде прямоугольника с дном (отмеченным штриховкой) — основным состоянием ядра, которое не является обязательно долгоживущим. Горизонтальные линии в потенциальной яме изображают возбужденные уровни. Рядом с каждым уровнем приводятся значения энергий уровней (в кэв), четности и периоды полураспада; у-переходы обозначаются вертикальными прямыми со стрелкой в конце, рядом с линней указываются энергия и мультипольность перехода (E1, E2, ..., M1, M2, ...). Наклонными линиями изображаются процессы В-распада, электронного захвата (символ є), приводящие к повышению заряда на единицу и β+-распада, понижающего заряд ядра на единицу (длина вертикальной линии у позитронного перехода равна 2mc²). Рядом с наклонной лишей приводятся значения энергии, интенсивности в процентах от полного числа распадов уровня в logft, являющегося мерой разрешенности перехода. Процессы нуклонного возбуждения уровней обозначаются утолщенной линией со стрелкой наверху.

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ у-КВАНТОВ

Определение f и f' по величине эффекта и ширине линии. Рассмотрим схему возникновения скоростного спектра поглощения резонансных у-квантов (рис. 13). Из плоского источника по нормали к его поверхности выходит пучок у-квантов, имеющих некоторое энергетическое распределение. Это распределение содержит как резонансные, так и нерезонансные у-кванты. Уже в источ-



Нерезонансные у-кванты, покинувшие источник

Рис. 13. Схема возникновения скоростного спектра

нике происходит поглощение как тех, так и других ү-квантов. Нерезонансное поглощение подчиняется известному экспоненциальному закону ослабления рентгеновских и ү-лучей. Необходимость учета самопоглощения возникает в случае достаточно толстого источника.

На поглотитель из источника падают мессбауэровские (резонансные) у-кванты, поглощение которых зависит от относительной скорости движения источника или поглотителя, и нерезонансные у-кванты, составляющие «фон» (поглощение последних не зависит от скорости движения). Если скорость счета в отсутствие резопринять за единицу $N(\infty) = 1$ и определить f как нанса вероятиспускания у-квантов без отдачи, то относительная ность RLOL мессбауэровских у-квантов в общем потоке излучения источника составит и. Параметр и определяет относительный вклад мессбауэровских у-квантов в общую скорость счета, который позволяет учесть наличие «фона», т. е. регистрацию счетчиком нерезонансного у-излучения. Тогда «фон» будет равен

$$N(\infty) - \varkappa f = 1 - \varkappa f.$$

44

Jun

neurgo

При тонком поглотителе нерезонансное поглощение в нем мало и «фоновая» часть полностью проходит через поглотитель, давая постоянный вклад, который можно просто учесть. Детектор при этом регистрирует скорость счета, равную сумме «фона» $(1-\varkappa f)$ и мессбауэровских ү-квантов, прошедших через поглотитель N_r , т. е. $N(v) = 1 - \varkappa f + N_r$.

Тогда величина эффекта определится как

$$\varepsilon(v) = \frac{N(\infty) - N(v)}{N(\infty)} = \frac{\varkappa f - N_r}{N(\infty)}$$

с учетом нормировки $N(\infty) = 1$, $\varepsilon(v) = \varkappa f - N_r$.

Так как падающий на поглотитель пучок имеет энергетическое распределение $\omega_e(E)dE$ в заданном интервале энергий dE, а поглотитель пропускает только некоторую долю фотонов, согласно $\exp[-n_a\sigma(E)]$, где n_a число атомов исследуемого изотопа на 1 с m^2 поглотителя и $\sigma(E)$ — сечение резонансного поглощения, то

$$dN_r(E) = \varkappa f \exp\left[-n_0 \sigma(E)\right] \omega_e(E) dE,$$

интегрируя последнее выражение и подставляя его в $\varepsilon(v)$, получим общую формулу для величины эффекта:

$$\varepsilon(v) = \varkappa f\left(1 - \int_{0}^{\infty} e^{-\sigma(E)n_a} \omega_e(E) dE\right).$$
(2.1)

С достаточно хорошим приближением можно считать, что при небольших толщинах источника и поглотителя мессбауэровские линии испускания и поглощения сохраняют лоренцевую форму (кривая Брейта — Вигнера). Расщепление мессбауэровской линии из-за наличия взаимодействия между спином ядра и внутрикристаллическим электрическим и магнитным полями не влияет на форму линии каждой из возникших компонент. В этом случае энергетическое распределение для одиночной линии испускания имеет вид

$$w_e(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4},$$
 (2.2)

где Г — ширина линии испускания.

Если же источник движется относительно поглотителя со скоростью v, то

$$\omega_{c}(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{\left(E - E_{0} + E_{0} \frac{v}{c}\right)^{2} + \Gamma^{2}/4}.$$
(2.3)

Эффективное сечение резонансного поглощения имеет форму

$$\sigma(E) = \frac{\Gamma^2}{4} \sigma_0 \frac{f'}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$
(2.4)

4

где f' — вероятность поглощения резонансных γ -квантов, Γ — естественная ширина линии, E_0 — положение центров тяжести линий испускания (энергия перехода) и поглощения, а максимальное поперечное сечение поглощения

$$\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1+2I_b}{1+2I_{\text{och}}} \cdot \frac{1}{1+\alpha} \, .$$

Причем *I*_в и *I*_{осн} — спины соответственно возбужденного и основного состояния ядра, а — коэффициент внутренней конверсии у-перехода.

Если источник и поглотитель химически не тождественны или находятся при различных температурах, давлении и т. д., то точное перекрытие линий поглощения и испускания происходит не при относительной скорости v=0, а при $v=\delta$, где δ — изомерный или температурный сдвиг. Введение постоянного сдвига не изменяет общности результатов, так как в формуле (2.3) можно было бы записать $v'=v+\delta$.

Действительная ширина линий испускания или поглощения зависит от многих физико-химических факторов, а форма линии не всегда является лоренцевой, она может быть, например, гауссовой или иметь какое-либо другое распределение. Учет уширения линии отражается в замене в формулах (2.2—2.4) естественной ширины линии Г на Γ_s в случае линии испускания и на Γ_a для линии поглощения. Пользуясь выражениями для $w_e(E)$ (2.3) и $\sigma(E)$ (2.4) и производя в них замену Г на Γ_s и Γ_a , запишем выражение $\varepsilon(v)$ в наиболее общем виде:

$$\varepsilon(v) = \varkappa f\left(1 - \int_{0}^{\infty} \frac{\Gamma_s}{2\pi} - \frac{\exp\left[-\frac{\Gamma_a^2}{2} \cdot \frac{\sigma_0 f' n_a}{(E - E_0)^2 + \Gamma_a^2/4}\right]}{\left(E + E_0 \cdot \frac{v}{c} - E_0\right)^2 + \Gamma_s^2/4} dE\right). \quad (2.5)$$

Это основная формула для расчета экспериментальных параметров мессбауэровского спектра.

Для линий источника и поглотителя естественной ширины, т. е. для $\Gamma_s = \Gamma_a = \Gamma$ формула (2.5) значительно упрощается и величина эффекта

$$\varepsilon(v) = \varkappa f\left(1 - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-\frac{t_a}{1+x^2}\right]}{1-(x+y)^2} dx\right), \qquad (2.6)$$

где введены безразмерные переменные $x = -\frac{2(E - E_0)}{\Gamma}$; $y = \frac{2E_0v}{c\Gamma}$ и эффективная толщина $t_a = \sigma_0 f' n_a$. Интеграл в формуле (2.6) в общем случае может быть рассчитан только численным интегрированием. Исключение составляет случай v=0, когда выражение (2.6) может быть приведено к виду

где $I_0(x) = J_0(ix)$ — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента. Формула (2.7) впервые была выведена Мёссбауэром и Видеманом [4].

Выражение (2.7) позволяет определить величину f', если экспериментально измерена зависимость величины эффекта от толщины поглотителя. К сожалению, в (2.7) имеется два неизвестных параметра f' и xf, поэтому целесообразно использовать в эксперименте отношение $\frac{\varepsilon(0, n_i)}{(0, n_i)}$, где n_0 — некоторое фиксированное зна- $\varepsilon(0, n_0)$ чение n_i, что позволяет исключить параметр xf. Формула Мёссбауэра — Видемана позволяет определить зависимость ширины линии в спектре резонансного поглощения от толщины поглотителя. При достаточно тонком поглотителе ($t \ll 1$) ширина линии на половине ее высоты равна 2Г, с увеличением толщины поглотителя ширина увеличивается из-за эффекта насыщения. Естественная ширина уровня может быть определена экстраполяцией к нулевой толщине, а также при известном f непосредственно по формулам (2.6) и (2.7). Таким образом, для описания кривой резонансного поглощения γ-квантов достаточно знать два паражетра ε(0) и Гакси. В работах Маргулиса и Эрмана [5-7] была установлена зависимость относительного уширения линии от эффективной толщины поглотителя для лоренцевой и гауссовой форм, причем если форма линии испускания или поглощения описывается распределением Гаусса, то отношение Г изменяется от эффективной толщины

медленнее.

Более ранние формулы Вишера [8] полезны для качественных оценок

$$\frac{\Gamma_{
m эксп}}{\Gamma} = 2 - 0,27t_a$$
 при $0 \leqslant t_a \leqslant 5$

И

$$\frac{\Gamma_{
m эксп}}{\Gamma} = 2 + 0,29t_a - 0,005t_a^2$$
 при $4 \leqslant t_a \leqslant 10.$

В работе Быкова и Фам Зуй Хиена [9] для отношения г в случае кривой лоренцевой формы и источника без самопоглощения было найдено аналитическое выражение

$$\frac{\Gamma_{\mathfrak{SKC\Pi}}}{\Gamma} = \frac{t_a e^{-\frac{t_a}{2}} \left[I_0 \left(\frac{t_a}{2}\right) + I_1 \left(\frac{t_a}{2}\right) \right]}{1 - e^{-\frac{t_a}{2}} I_0 \left(\frac{t_a}{2}\right)}, \qquad (2.8)$$

мого аргумента.

В предельных случаях

$$\frac{\Gamma_{\mathfrak{s}\mathfrak{K}\mathfrak{C}\Pi}}{\Gamma} \to 2$$
 при $t_a \to 0$

И

$$\frac{\Gamma_{\Im \kappa c ii}}{\Gamma} \rightarrow 2 \sqrt{\frac{t_a}{\pi}}$$
 при $t_a \rightarrow \infty$.

В работах по резонансному поглощению γ -квантов по экспериментальной зависимости $\varepsilon(0)$ от t_a определяется f'. Если источник достаточно тонкий, то линия источника неуширена, но при наличии большого числа резонансных ядер в источнике необходимо учитывать влияние самопоглощения. Энергетический спектр испускання источника с самопоглощением имеет вид [10]

$$w_e(E) = \frac{1 - \exp\left[\frac{-t_s}{\left(1 + \frac{2(E - E_0)}{\Gamma}\right)^2}\right]}{\pi t_s e^{-\frac{t_s}{2}} \left[I_0\left(\frac{t_s}{2}\right) + I_1\left(\frac{t_s}{2}\right)\right]},$$

где $t_s = \sigma_0 n_s f$ — эффективная толщина источника.

Различная зависимость Γ_s от t_s приведена в работе [5]. При прецизионных определениях f и f' стремятся работать с источником, в котором ничтожно самопоглощение и ширина линии испускания равна естественной.

Метод площадей для определения параметров *f* и *f*'. В работах [8—11] было показано, что площадь экспериментальной кривой поглощения

$$S_{\mathfrak{s}_{\mathsf{KCH}}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(y) \, dy \tag{2.9}$$

не зависит от формы линии испускания и определяется целиком спектром поглощения. $S_{\text{эксп}}$ не зависит от самопоглощения в источнике. Ошибки эксперимента, обусловленные аппаратурными эффектами, паразитными вибрациями, эффективностью детектора и т. д., оказываются минимальными в методе площадей. Специально выполненные эксперименты [12] для определения влияния вибраций, возникающих в результате кипения хладоагента, показали, что использование $S_{\text{эксп}}$ в расчетах дает минимальную ошибку по сравнению с $\varepsilon(0)$ и $\Gamma_{\text{эксп}}$. Метод площадей позволяет использовать более толстые поглотители, так как насыщение площади происходит гораздо медлениее, чем величины эффекта (рис. 14). Очевидно, что зависимость площади от толщины поглотителя гораздо ность определения f' и f методом площадеи. Поскольку площаде не зависит от формы испускания, то относительные значения f для различных источников можно определять сравнением площадей $S_{3ксп}$ полученных при одном поглотителе, а при известных параметрах одного из источников достаточно точно определять параметры неизвестных источников.

Следует отметить, что метод площадей не лишен недостатков. Он более трудоемок, появляются неточности в определении $S_{\rm экси}$ при малых эффектах и длинных «хвостах» лоренцевой кривой. При определении площади как произведения $S_{\rm эксп} \sim \varepsilon (0) \cdot \Gamma_{\rm эксп}$. ошибка в определении $\Delta S_{\rm эксп} \sim \Delta \varepsilon (0) \cdot \Delta \Gamma_{\rm эксп}$ может оказаться значительно меньше, чем каждого из сомножителей.

В работе Г. А. Быкова и Фам Зуй Хиена [9] было показано, что для тонкого поглотителя

Выражение (2.10) справедливо для $\Gamma_a = \Gamma$, но даже при Γ_a , отличном от Γ , это равенство может быть использовано для относительных измерений f' методом сравнения площадей мессбауэровских спектров, полученных для различных тонких поглотителей при одном источнике.

Определение вероятности испускачерного поглотителя. методом ния Определение вероятности испускания резонансных у-квантов сильно упрошается при использовании метода «черного» поглотителя [13, 14]. «Черный» поглотитель — это поглотитель, который абсолютно непрозрачен для мессбауэровских у-квантов и полнопропускает нерезонансные СТЬЮ у-кванты. Тогда согласно уравнению ношение



Рис. 14. Зависимость площади резонансного поглощения *S мм/сек* и величины эффекта є (в отн. ед.) от толщины поглотителя. Источник Pd—Sn (293° K), поглотитель (C₆H₅ Sn (80,5° K)

(2.1) выполняется соот-

$$\varepsilon(0) = f$$

и такой поглотитель позволяет определить интенсивность линни по результатам двух измерений при скоростях v=0 и $v=\infty$ (т. е. при отсутствии резонанса). Таким образом, измерения f с «черными» поглотителями можно проводить на чрезвычайно простой аппаратуре с одним каналом регистрации и приводом с двумя скоростями движения.

4 Зак. 432

Сечение поглощения увеличивается с толщиной поглотителя, но даже при $t_a = 100 \ \varepsilon(0) = 0,96$. Такое медленное увеличение непрозрачности поглотителя обусловлено неэффективностью «крыльев» лоренцевой линии поглощения, остающихся прозрачными при значениях толщин поглотителя, при которых центр линии уже стал непрозрачным. Непрозрачность поглотителя в значительной степени увеличивается при тех же толщинах поглотителя, если линия поглощения значительно уширена.

Предположим, что поглотитель имеет неограниченное поперечное сечение в энергетической области

 $-Z\Gamma < E - E_0 < + Z\Gamma$,

тогда проходящее через поглотитель излучение

$$\frac{\Gamma}{\pi}\int_{E_0+z\Gamma}^{\infty}\frac{dE}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4}=1-\frac{2}{\pi}\operatorname{arctg}(2Z).$$

Следовательно, $\varepsilon(0)$ приближается к f, как $\frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} (2Z)$ стремится к 1. Приблизительно 96% излучения задерживается шириной 15Г.

Уширенная линия поглощения искусственно может быть получена составлением смеси из соединений с широким распределением изомерных сдвигов линий поглощения и квадрупольных расщеплений.

Требованиям «черного» поглотителя удовлетворяют соединения, в которых электронное поглощение практически отсутствует. Такими соединениями для мессбауэровской спектроскопии ⁵⁷Fe являются литиевые и аммониевые фториды железа. Методика приготовления «черных» поглотителей описана в работе [13].

§ 3. СТАНДАРТИЗАЦИЯ ПОЛОЖЕНИЙ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ

Определение положения мессбауэровской линии (изомерного сдвига) в шкале скоростей имеет важное значение, однако при использовании в экспериментах источников, созданных на основе твердых растворов металлов, обычно трудно воспроизводится один и тот же состав сплава, поэтому часто данные по изомерным сдвигам, сообщаемые различными авторами, значительно расходятся. Введение стандартов создает предпосылки для обеспечения единства и правильности измерений, приводит к унификации, упрощению и уменьшению трудоемкости обработки результатов практических измерений.

При выборе стандарта необходимо руководствоваться следующим. Вещество, используемое в качестве стандарта, должно быть стабильным и легко воспроизводимым при идентичных условиях приготовления, иметь большую величину вероятности излучения (поглощения) без потери энергии на отдачу при комнатной температуре, узкую линию и малый температурный сдвиг. Кроме того, желательно, чтобы резонансный спектр соединения состоял не из одиночной линии, а представлял из себя симметричный дублет, так как в этом случае уменьшается ошибка, вносимая асимметрией линии, и появляется возможность использовать стандартное вещество для калибровки спектрометров ЯГР, работающих в режиме переменной скорости (см. гл. IV). Удобство в обращении и простота приготовления являются немаловажными факторами при выборе стандартного вещества.

В настоящее время установлен стандарт для резонансной спектроскопии соединений железа. По предложению Вертхейма в качестве удобного стандарта может использоваться нитропруссид натрия Na₂ [Fe(CN)₅NO]·2 H₂O.

Нитропруссид натрия имеет орторомбическую решетку с параметрами *a*, *b*, *c* соответственно равными 6,17 ± 0,03 Å, 11,84 ± 0,06 Å, $15,43\pm0,08$ Å. Пространственная группа $D_{2h}^{12} - P_{nnm}$ [16].

В работах [17—19] показано, что это вещество удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к стандартам. Так, величина эффекта для необогащенного поглотителя из нитропруссида натрия с обычно применяемыми источниками составляет при комнатной температуре от 5 до 10%. Из всех исследованных соединений железа нитропруссид имеет наименьшую ширину линии. Мессбауэровский спектр этого соединения состоит из хорошо разрешимого в эксперименте симетричного дублета. При измерении поглощения γ -квантов вдоль осей *а* и *в* наблюдается асимметрия дублета, однако кристаллы нитропруссида имеют ярко выраженную плоскость скола, что позволяет ориентировать кристалл так, чтобы пучок γ -квантов был направлен по оси *с*, для которого асимметрия в спекте отсутствует. Для поликристаллического образца возникает небольшая асимметрия дублета, обусловленная эффектом Гольданского — Карягина [20, 21].

Точное измерение величины квадрупольного расщепления для нитропруссида натрия было проведено в Национальном бюро стандартов США на мессбауэровском спектрометре, работающем во временном режиме [17]. Калибровка спектрометра осуществлялась оптическим интерференционным методом (см. § 8, гл. IV). В качестве источника использовался ⁵⁷Со, внедренный в матрицу Pd, поглотителями служили кристаллы нитропруссида натрия, вырезанные по различным осям, толщина которых составляла 25 мг/см^2 по необогащенному железу, температура кристаллов поддерживалась равной 25,0°С. Стилизованные кривые, полученные для различных плоскостей скола, приведены на рис. 15. Измерения показали, что величина квадрупольного расщепления не зависит от ориентации кристалла и для всех случаев равна 1,712 \pm \pm 0,004 *мм/сек*. Это значение находится в согласии с более раниими данными, 1,720±0,006 *мм/сек*, полученными в работе [22]. Центр дублетного спектра определяется как нуль шкалы изомерного сдвига.

Для γ-резонансной спектроскопии ¹¹⁹Sn до сих пор не найдено соединения, которое удовлетворяло бы требованиям, предъявляе-





а — плоскость среза (100), б — плоскость среза (001), в — плоскость среза (010) мым к стандартам. В качестве нуля шкалы изомерного сдвига нспользуется в настоящее время центр резонансного спектра окиси олова SnO₂, так как это вещество, несмотря на очень широкую линию, облакомнатной дает при температуре большой величиной вероятности излучения и поглощения у-квантов малый .темперабез отдачи, имеет турный коэффициент изомерного сдвига, просто получается и воспроизводится и поэтому широко применяется в исследовательских лабораториях.

§ 4. ИСТОЧНИКИ _У-КВАНТОВ ДЛЯ ЯДЕР ¹⁹¹1г

Открытие и подробное исследование ядерного γ-резонанса было осуществлено на ядрах ¹⁹¹Ir [23, 24] при изучении поглощения γ-излучения с энергией 129,6 кэв. На рис. 16 показаны схемы распадов изотопов ¹⁹¹Os и ¹⁹¹Pt, которые могут быть использованы для получения мессбауэровских γ-квантов.

В первом эксперименте для получения мессбауэровской линии использовался материнский изотоп ¹⁹¹Os с периодом полураспада 14,6 дней, полученный облучением чистого металлического осмия в

естественной смеси изотопов нейтронами. Экспериментальный спектр излучения кроме линий изотопа ¹⁹¹Os содержит также линии изотопа ¹⁸⁵Re с энергиями 640 и 875 кэв, образующегося из изотопа ¹⁸⁵Os путем К-захвата. При регистрации спектра сцинтилляционным детектором эти компоненты приводят к появлению непрерывного комптоновского хвоста, простирающегося и на область расположения резонансной линии.

Мессбауэровская линия появляется в результате ү-перехода с

возбужденного уровня с энергией 129 кэв со спином $\frac{5^+}{2}$ на основной уровень со спином $\frac{3^+}{2}$. Период полураспада возбужденного состояния равен $1 \cdot 10^{-10}$ сек, ширина уровня $3.2 \cdot 10^{-6}$ эв, коэффициент внутренней конверсии $\alpha = 2.47$. Так как энергия резонансных



Рис. 16. Схемы распадов изотопов ¹⁹¹Os и ¹⁹¹Pt

квантов велика, интенсивность линии очень мала и поэтому резонансное поглощение может быть обнаружено только при низких температурах.

В этих работах, ставших уже классическими, Мёссбауэр заложил основные принципы спектроскопии ЯГР и впервые измерил спектры резонансного поглощения ү-квантов. Вслед за Мёссбауэром его опыт был повторен [25] и получены величины вероятности излучения без отдачи для металлического осмия ($f=0,07\pm0,01$) и вероятности поглощения без отдачи для металлического иридия ($f'=0,047\pm0,015$) при температуре жидкого гелия. В последнее время, благодаря применению Ge(Li)-детекторов, в спектре излучения ¹⁹¹Pt был обнаружен другой хорошо разрешенный мессбауэровский переход изотопа ¹⁹¹Ir, имеющий меньшую энергию ($E_{\gamma} = 83 \ \kappa s \theta$), который при использовании сцинтилляционного счетчика подавлялся интенсивным рентгеновским излучением. Эффект Мёссбауэра для этого перехода характеризуется существенно большим резонансным поглощением и более узкой линией [26].

§ 5. ИСТОЧНИКИ у-КВАНТОВ МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗОТОПА ⁵⁷Fe

Схема распада. В ядерной ү-резонансной спектроскопин самое широкое применение получил мессбауэровский изотоп ⁵⁷Fe. На рис. 17 изображены схемы распадов изотопов, являющихся материнскими для ⁵⁷Fe. Как видно из рисунка, для получения мессбауэровской линии с энергией 14,4 *кэв* могут быть использованы изотопы ⁵⁷Co, ⁵⁷Mn, ⁵⁷Ni, а также кулоновское возбуждение уровней ⁵⁷Fe. Оптимальными свойствами обладает материнский изотоп ⁵⁷Co, который имеет большой период полураспада, может быть легко получен без носителя и с малым количеством примесей других изотопов кобальта.

В спектре излучения ⁵⁷Со представлены три ү-перехода: линия с энергией 136 кэв и относительной интенсивностью 9% на распад, линия 122 кэв с интенсивностью 91% на распад и мессбауэровская линия 14,4 кэв. В табл. 2 приведены основные характеристики изотопа ⁵⁷Fe.

Таблица 2

Состояние	Энергия, ^{кзе} , Е _ү	Спины и четность I, л	Магнит- ный мо- мент µ, я. М.	Квадру- польный момент Q, барн.	Время жизни, т, <i>сек</i>	Коэффи- циент конвер сии α
Основное	0	$\frac{1^{-}}{2}$	0,0903	0	стабильно	
Возбужденное	14,36	$\frac{3^-}{2}$	0,153	0,29	1,4.10-7	15

Форма спектра ⁵⁷Со, снятая полупроводниковым счетчиком, представлена на рис. 34 [28].

Ниже мы изложим методы получения мессбауэровского изотопа ⁵⁷Со, а именно: радиохимическое выделение и очистку ⁵⁷Со, нанесение и внедрение изотопа на подложку и в заключение параграфа будут приведены характеристики источников ⁵⁷Со, обладающие оптимальными параметрами.

Методы получения изотопа ⁵⁷Со. Из рассмотрения схемы распада изотопа ⁵⁷Со видно, что его можно получить в реакциях с дейтонами, протонами и α-частицами. В работе [29] детально рассмотрен вопрос о выборе оптимальной реакции,



которая дала бы возможность получить большой выход ⁵⁷Со с минимальными примесями других долгоживущих изотопов ⁶⁰Со, ⁵⁸Со и ⁵⁶Со. С этой целью исследовались следующие реакции, происходящие при облучении железа дейтонами (⁵⁴Fe (d, n) ⁵⁷Co), никеля протонами (⁵⁸Ni (p, 2p) ⁵⁷Co), (⁵⁸Ni (p, pn) ⁵⁷Ni→⁵⁷Co), (⁵⁸Ni (p, 2n) ⁵⁷Ci→⁵⁷Co), (⁶⁰Ni (p, α) ⁵⁷Co) и α-частицами (⁵⁸Ni (α, αp) ⁵⁷Co),

В специальной экранированной мишени облучались стопки железных и никелевых фольг толщиной 20 *мк* протонами, дейтонами и α -частицами с энергиями соответственно 22 *Мэв*, 20 *Мэв* и 40 *Мэв*. Кроме того, в работе были измерены также выход ⁵⁷Со для толстых мишеней в режиме промышленного производства при облучении железа дейтонами с энергией 7 *Мэв* и никеля протонами с энергией 22 *Мэв*. Мишени представляли из себя цилиндры диаметром 90 *мм* с дном в форме полусферы, изготовленные соответственно из листового железа и никеля толщиной 2 *мм*. Мощность пучка в обоих случаях составляла 10 *квт*, т. е. ток дейтонов равнялся 1430 *мка*, протонов 450 *мка*. Абсолютная активность ⁵⁷Со во всех мишенях измерялась по площади фотопика γ -линии 126 *кэв* на сцинтилиционном спектрометре с кристаллом NaI(T!) размером 30×15 *мм*. Примерно через месяц носле облучения кобальт выделялся из мишени и снова определялась его активность.

При получении изотопов на циклотроне следует учитывать, что производительность определяется не только значением выхода реакции, но и величиной допустимой мощности падающего пучка, при которой еще не происходит заметного распыления мишени.

В табл. 3 приведены выходы ядерных реакций при получении ⁵⁷Со и примеси ⁵⁶Со и ⁵⁸Со, образующиеся в мишенях в конце облучения.

Таблица З

		Выход р	реакции	Примеси в конце облучения в %		
Способ получения	Энергия частиц, <i>Мэв</i>	мккюри/мка.ч	мккюри/квт-ч	51 Co	58Co	
Fe+d Ni+p Ni+α	7,5 22,0 40,0	3,1 35,0 2,7	0,42 1,6 0,135		5 0,9 20	

Как видно из таблицы, наиболее производительным способом получения мессбауэровского излучателя ⁵⁷Со является облучение никеля протонами с энергией 22 *Мэв*, в этом случае мы имеем наибольший выход и наименьшие примеси ⁵⁶Со и ⁵⁸Со по сравнению с остальными реакциями. Облучение никеля протонами более высокой энергии нецелесообразно, так как в этом случае начинаются реакции с вылетом трех частиц и увеличивается примесь долгоживущих изотопов кобальта. Кроме того, показано, что получение ⁵⁷Со из железа облучением дейтонами с энергией больше 7,5 *Мэв* также приводит к быстрому возрастанию примеси изотопа ⁵⁶Со с увеличением энергии дейтонов.

Существуют и другие способы получения ⁵⁷Со, например облучение марганца и железа α -частицами или никеля дейтонами. Хотя при облучении марганца α -частицами — ⁵⁵Mn (α , 2n) ⁵⁷Со выход ⁵⁷Со достаточно велик и составляет 7,6 *мккюри/мка*·ч, однако способ непригоден, так как в этом случае суммарная активность примесей ⁵⁶Со и ⁵⁸Со примерно в 1,5 раза превышает активность ⁵⁷Со. При облучении железа α -частицами и никеля дейтонами активность примесей ⁵⁶Со, ⁵⁸Со еще более возрастает и уже в десятки раз превышает активность ⁵⁷Со.

Радиохимическое выделение и очистка ⁵⁷Со. Из таблиц 2, 3 видно, что при получении ⁵⁷Со любой из реакций присутствуют примеси долгоживущих изотопов. Для выделения и очистки ⁵⁷Со из железных мишеней в работе [30] предложена хроматографическая схема, которая предусматривает очистку кобальта от щелочных и щелочноземельных металлов, никеля, марганца, меди и железа.

Для удаления основной части железа предлагается экстратировать его диэтиловым эфиром из 6 N по HCl раствору. Однако в этом случае происходит частичное восстановление Fe3+ до Fe2+, для уменьшения этого востановления рекомендуется проводить экстракцию при слабом элекгрическом свете. После экстракции полученный солянокислый раствор выпаривается досуха и растворяется в минимальном количестве 12 N HCl. Затем производится хроматографическая очистка, для которой используются две колонки с аннионитом АВ-17 в Cl⁻-форме, одна из которых имеет диаметр 0,5 см, высота столба смолы 3 см. зернение смолы 200 мк, соответствующие параметры второй равны 0.15 см. 5 см. 40 мк. В пергой колонке производится очистка кобальта от всех примесей, кроме медн. Разделение же Со и Си осуществляется во второй колонке следующим способом. Фракция, содержащая Со и Си, упаривается досуха, растворяется в 12 N HCl и наносится на вторую колонку. Колонка промывается 4 N HCl. Кобальт выходит в первом свободном объеме. Контроль за полнотой разделения проводить легко, так как ⁵⁷Mn который вымывается последним в 12 N HCl при первой очистке, радиоактивен, Си и Fe образуют на колонке окрашенные зоны желтого цвета. Контроль за выделением 57Со можно производить также по его активности. Другой способ выделения и очистки ⁵⁷Со описан в работе [31].

Железная мишень, содержащая радноактивный ⁵⁷Со, стабильный кобальт, бывший как примесь в железе, изотопы марганца ⁵⁴Мп и ⁵²Мп, растворяется в минимальном количестве соляной кислоты с добавлением перекиси водорода для окисления железа до трехвалентного состояния. Затем объем раствора доводится до 50 *м.*1 концентрированной соляной кислотой.

Экстракция проводится в два этапа: сначала радиоактивная мишень очнщается хлорексом (β , β' — дихлордиэтиловый эфир) от железа, затем раствором триоктиламина в бензоле экстрагируется кобальт. В [31] исследовалась экстракция индикаторных количеств кобальта и марганца при различной кислотности. Для этой цели был проведен следующий эксперимент. К 2 мл водного раствора, содержащего соляную кислоту и облученную железиую мишень, прибавлялось 2 мл хлорекса, затем фазы перемешивались при комнатной температуре в течение минуты. После расслаивания определялось содержание радиоактивного изотопа в каждой из фаз и рассчитывался коэффициент распределения K. Было найдено, что при исходной концентрации соляной кислоты больше 10 M переход железа в органическую фазу характеризуется коэффициентом распределения $K \ge 100$, в то время как для кобальта и марганца коэффициенты распределения равны соответственно 5,9·10⁻² и 2,6·10⁻². Оказалось, что для полной очистки мишени от железа достаточно 2—3 экстракций. Поскольку в хлорексе возможно присутствие восстановителей, которые восстанавливают железо до двухвалентного состояния перед каждой экстракций, мелезо окисляется перекисью водорода.

На втором этапе проводится отделение кобальта от марганца. Для этого водный раствор упаривается до 5 мл, концентрация соляной кислоты доводится до 9 М и равным объемом 10%-ного раствора триоктиламина в бензоле экстрагпруется кобальт. Опыт показал, что из 8—9М НСІ кобальт практически полностью переходит в органическую фазу, в то время как большая часть марганца остается в водном растворе. Затем органическая фаза два раза промывается 8,5М НСІ, после чего кобальт реэкстрагируется небольшим количеством воды.

Этим методом извлекается 75—80% от первоначального количества кобальта. Обычно примесь кобальта в железе армко составляет 5·10⁻³ и получается 1 атом ⁵⁷Со на 1000 атомов стабильного кобальта. Для получения источника с высокой удельной активностью необходимо иметь более чистое железо.

В работе [31] железо до облучения очищали от кобальта экстракцией эфиром — при этом получена примесь кобальта в железе, равная 4.10⁻⁶%, что соответствует 1 атому ⁵⁷Со на 1 атом стабильного кобальта в источнике.

Электроосаждение. Следующим, важным этапом для приготовления источников является осаждение активности на подложку. В литературе описаны различные конструкции электролитических ванн, применяемых для этой цели [32—35]. Ниже мы остановимся на нескольких наиболее удачных, на наш взгляд, конструкциях. На рис. 18, а изображена простая электролитическая ячейка, примененная в работе [33]. В чашку 2 ввинчивается стеклянный стакан без дна *I*. Вращаюцийся платиновый анод 3 выполняет дополнительную функцию перемешивания



3

Рис. 18. Конструкции электролитических ванн.

1 — стеклянный сосуд, 2 — чашка, 3 — анод, 4 — катод, 5 — подложка, 6 — тефлоновая шайба, 7 — электролит, 8 — коническая чашка, 9 — вибратор, 10 — плексигласовый держатель, 11 — стеклянная трубка, 12— 13 — неопреновые пробки, 14 — гайка электролита 7. Медный катод 4 имеет вывод через дно чашки. На него накладывается фольга 5, служащая подложкой для получения источника. Тефлоновая шайба 6 служит для уплотнения и выбора размера источника. Ток через электролит поддерживался I=10 ма/см² в течение двух часов. Раствор находился при температуре 50°С, освещаемый инфракрасной лампой. Выход в этом процессе составил 80—90%. Электролит получался следующим образом. Активный раствор выпаривался на паровой бане после добавления 4—5 капель H₂SO₄. В охлажденный раствор вводилось 2 мг H₂O, затем аммоний (NH₄OH) до pH-10-12.

На рис. 18. б показана несколько видоизмененная ячейка, примененная для осаждения ⁵⁷Со, находящегося в соединении CoCl₂ на палладиевую фольгу толщиной 10 мк [34]. Палладиевая фольга 5 в виде прямоугольной пластинки размером 20×5 мм прижимается к медному диску 4 тефлоновой шайбы 6 с внутренним диаметром 3 мм, определяющим размеры активного пятна. В свою очередь шайба прижата конической чашкой 8, в которую наливается до 1 см³ электролита. Анодом служит платиновая проволока диаметром 1 мм. Электролит получается добавлением концентрированного аммиака в солянокислый раствор CoCl₂ до pH=11—12. Во время электролиза раствор необходимо поддерживать щелочным для избежания саморастворения Со Напряжение подается аккумулятором $(6, \beta)$, плотность тока $I \approx 400 \ ma/cm^2$. Раствор размешивается вибратором 9, механически связанным с корпусом ванны. Плексигласовый держатель 10 досгаточно эластичен, чтобы допустить вибрацию. Размешивание раствора, обеспечивающее нормальное протекание процесса электролиза, помогает также выделению образующихся газовых пузырьков, которые иногда прерывают ток. Электролитическое осаждение кобальта длится 2-3 часа, причем извлекается до 80% активности. В конце электролиза, не прерывая ток, раствор из ванны высасывают пипеткой и ванна промывается дистиллированной водой.

Маленькая стеклянная ячейка, пригодная для электроосаждения из раствора радиоактивного кобальта без носителя, описана в работе [35]. На рис. 18в она показана в разобранном виде. Основная часть ячейки — стеклянная трубка 11 с ручками А и В. Концы трубки закрыты неопреновыми пробками 12 и 13, в которых просверлены отверстия для установки электродов. Короткая ручка А используется для заливки и слива раствора. Длинная ручка В служит для поддержания ячейки во время электролиза. Анод 3 изготовлен из графита в форме цилиндра диаметром 1/4 дюйма с выступом, имеющим отверстие с резьбой для создания электроконтакта. Катод 4 представляет собой медный диск, припаянный серебром к винту, проходящему через пробку 12 и укрепленному гайкой 14. Катод покрывается целлюлозным лаком, чтобы ограничить электроосаждение желаемой площадью. Вся ячейка для обеспечения постоянства температуры помещается в водяную баню. Перед разборкой ячейка промывается водой при помощи резиновой груши, которая одевается на ручку В. Эта же груша используется для удаления оставшегося после электролиза раствора.

Описанная ячейка пригодна для электроосаждения из объема 1 *мл* или меньше при температуре до 100° С. В [35] ⁵⁷Со осаждался из раствора, содержащего 1 *мл* электролита, описанного Бреннером [36] и 0.2 мл ⁵⁷Со без носителя в солянокислом растворе при плотности тока в ячейке 300 *ма/см²* и температуре 75° С. Прибор не подходит для электроосаждения, требующего непрерывного перемешивания, хотя некоторое перемешивание может быть получено при непрерывном нажимании груши. Форма катодов по желанию может быть изменена.

В литературе описаны также ячейки с электромагнитным перемешиванием раствора [32].

По методу электроосаждения можно также изготавливать образцы в виде тонкой фольги, если не имеется возможность провести прокатку материала [32]. В некоторых случаях электролитическое осаждение может быть заменено испарением соли кобальта [37].

Диффузионный отжиг. Пластинка или фольга с нанесенной на поверхность активностью подвергается отжигу для диффузии радиоактивных атомов в решетку кристалла. Отжиг осуществляется в вакууме 10^{-5} — 10^{-6} мм рт. ст. в кварцевой ампуле или в токе водорода (иногда в атмосфере инертного газа) в течение нескольких часов. Температура отжига выбирается по возможности максимальной.

В табл. 4 приведены температуры отжига для разных металлических подложек [37].

После отжига поверхность фольги очищается от непродиффундировавших атомов, обычно эта операция проводится механически.

С целью получения источника с оптимальными свойствами И. Кучера и Т. Земчик [38] произвели детальное исследование режимов диффузии ⁵⁷Со в платину. На платипу с известными размерами границ зерен и известным числом дислокаций они наносили слой ⁵⁷Со толщиной 0,5 *мк.* Затем в вакууме 10 *мм рт. ст.* производили диффузию и измеряли коэффициенты диффузии кобальта в платине для температур от 750 до 1050° С. Далее строились мессбауэровские спектры с поглотителями из ферроцианида аммония (NH₄) Fe(CN)₆·3H₂O и нержавеющей стали.

Таблица 4

Матрица	Температура отжига	Матрица	Температура отжига	Матрица	Температура отжига
Be Mg Al V Mn Cu Co	800 600 800 800 800 950 1100	Zn Nb Mo Pd Ag Sn Cr	$\begin{array}{c} 350 \\ 800 \\ 900 \\ 800 \\ 800 \\ 180 \\ 1300 - 1400 \end{array}$	Та W Pt Au Bi Fe нержавеющая	900 900-1100 800-950 180 1100 900

Определялась зависимость ширины линии поглощения Γ , изомерного сдвига δ , глубины эффекта d, величины фона (пьедестала) b, нормированного эффекта $d' = \frac{d}{1-b}$ и площади линии S в функции глубины диффузии $\zeta = 2\sqrt{Dt}$, где D— коэффициент диффузии ($cm^2/ce\kappa$), t— время диффузионного отжига, ζ — определяется как глубина, на которой концентрация кобальта в платине уменьшается в e раз.

Обнаружен монотонный рост b (ζ) и медленная асимптотическая зависимость $\Gamma(\zeta), \delta(\zeta), d'(\zeta)$.

Источник с оптимальными параметрами соответствует минимуму b н Γ и максимуму d'. Эти условия выполняются при $\zeta = 1 - 2 \ mk$.

Рентгенографический анализ неактивного материала, проведенный в этой работе, показал тенденцию к образованию соединения типа Pt₃Co, которое стабильно при температуре ниже 750° С.

Следует отметить, что *b* растет с ζ вследствие поглощения в Pt мягкой компоненты ⁵⁷Со и неизменности фона жесткой компоненты. Поэтому *b* зависит от типа детектора и желательно для выполнения условия *b*=*b*_{мин} использовать пропорциональный счетчик с малой эффективностью к жестким у-квантам.

Основные характеристики источников с энергией 14,4 кэв. Для получения источника с оптимальными параметрами ⁵⁷Со внедряют в различные матрицы, имеющие высокую дебаевскую температуру. Наилучшей матрицей является диамагнитный или парамагнитный металл с кубической решеткой, это обусловливается тем, что при отклонении от кубической симметрии, как известно, возникает градиент электрического поля, что приводит к квадрупольному расщеплению, в магнитных же соединениях происходит зеемановское расщепление линий на несколько компонент и такие источники не пригодны для работы. Так как энергия мессбауэровского γ-перехода очень мала, то желательно для уменьшения атомного поглощения в источнике выбирать матрицу, содержащую атомы с небольшим порядковым номером. Следует избегать матриц, содержащих примесь железа, так как даже небольшие примесн атомов стабильного мессбауэровского изотопа ⁵⁷Fe в материале матрицы могут значительно исказить результаты.

Наибольшее распространение получили источники ⁵⁷Со в платине, палладии, нержавеющей стали, меди и хроме, характеризующиеся высоким значением величины эффекта при комнатной температуре и малой шириной резонансной линии¹. В табл. 5 приведены значения фактора Дебая — Валлера и изомерного сдвига для наиболее распространенных источников [18, 39]. При вычислении $\Theta_{эф\phi}$ предполагалось, что силовая константа связи основного и примесного атомов равна силовой константе связи между атомами матрицы.

Таблица 5

Матрица	Θ, `K	Θ _{эфф}	f	б, мм/сек
Pt	229	423,7	$\begin{array}{c} 0,729\pm 0,025\ 0,652\pm 0,036\ 0,725\pm 0,034 \end{array}$	0,607
Pd	275	376,3		0,442
Cu	339	357,9		0,483
Cr	585	548,7		0,175

§ 6. ИСТОЧНИКИ у-КВАНТОВ С ЭНЕРГИЕЙ 23,8 кэв ИЗОТОПА ¹¹⁹Sn

Схема распада. Рассмотрим источники квантов с энергией фотонов 23,8 кэв на основе мессбауэровского изотопа ¹¹⁹Sn и способы их приготовления. Этот изотоп позволяет проводить исследования как по поглощению, так и по рассеянию и является вторым после ⁵⁷Fe изотопом по широте применения. Небольшая энергия у-перехода приводит к тому, что даже при комнатной температуре величина вероятности испускания мессбауэровского излучения оказывается значительной.

Радиоактивный изотоп ¹¹⁹Sn получается в изомерном состоянии с энергией 89,1 кэв (рис. 19) с периодом полураспада $T_{1/2} = 250$ дней. Переход ядра непосредственно в основное состояние не осуществляется, переход M4 на подуровень 23,8 кэв сильно конвертирован (α — велико), т. е. энергия возбуждения 65,3 кэв передается электрону на К-оболочке, который вылетает из атома олова. Излучение мессбауэровских γ -квантов возникает при дипольном переходе M1, который конвертирован значительно меньше (α =5,2). В силу того что энергия перехода 23,8 кэв недостаточна для конверсии на

Для подложек из марганца, молибдена, вольфрама наблюдаются заметные квадрупольные расщепления, а для железа и кобальта — магнитное расщепление.

Состояние	Энергия, Е _ү кж	Спини четность, 1, л	Магнит- ный мо- мент, µ, я.м.	Квадру- польный момент, <i>Q</i> бар н .	Время жизни, т, сек	Коэффи- циент конверсии, а
Основное	0	$\frac{1^+}{2}$	-1,041	0	стабильно	
Возбужденное	23,8	$\frac{3+}{2}$	+0,75	8	2,67.10-8	5,2



К-оболочке Sn, конверсия идет на L-оболочке.

Основные характеристики изотопа ¹¹⁹Sn приведены в табл. 6 [3,40-48].

Коэффициент внутренней конверсии магнитного дипольного перехода измерялся в ряде работ [40, 42, 47, 48]. В последней работе найдено наилучшее согласие с теоретическим значением, полученным экстраполяцией ИЗ габлиц по коэффициентам внутренней конверсии для чистого М1 перехода i41].

Рис. 19. Схема распада ^{119 m} Sn

Согласно работе [42] для перехода 23,8 кэв в ¹¹⁹Sn отношение интенсивностей найдено E2/M1 <1/500 и вкладом E2 можно пренебречь.

Получение радиоактивного изотопа. Для получения долгоживущего изомера ^{119т} Sn необходимо облучить стабильный изотоп ¹¹⁸ Sn в пучке тепловых нейтронов. Так как реакция имеет очень малое сечение, а естественная смесь изотопов олова содержит всего 23,9% изотопа ¹¹⁸Sn, то для получения сильного источника необходимо брать олово, обогащенное изотопом ¹¹⁸Sn (свыше 80%). Время облучения можно оценить следующим образом. Наведенная активность согласно [49] равна

$$a_0(\kappa \rho \mu) = \frac{0.6 Im\sigma N_0 t}{3.7 \cdot 10^{10} A_{\rm T}}.$$

Здесь No — число Авогадро, т — среднее время жизни родительского изотопа, t — время облучения, I — интенсивность потока тепловых нейтронов нейтр./*сек см*², *m* — вес активируемого элемента (г), *о* — эффективное сечение захвата тепловых нейтронов (барн) и А — атомный вес облучаемого элемента. Активность, через время t, будет равна

$$a_t = a_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\ln 2t_1}{T_{1/2}}\right) \right],$$

где *Т*_{1/2} — период полураспада (*дней*).

Очистка от примесей и уменьшение фона. Затруднения в эксперименте возникают из-за фона, обусловливаемого примесными изотопами и рентгеновским излучением.

Природное олово состоит из 10 изотопов, из которых высокое значение относительной распространенности имеют изотопы ¹¹⁸Sn (23,9%) и ¹²⁰Sn (32,9%). Кроме того, в источнике может активироваться изотоп ¹¹²Sn (1%), у которого поперечное сечение нейтронной активации в 50 раз больше, чем у ¹¹⁸Sn, и изотоп ¹²⁴Sn (6%) с сечением захвата тепловых нейтронов 0,625 барн. Поэтому, как мы отметили выше, необходимо иметь олово, обогащенное изотопом ¹¹⁸Sn до 97,15%, и радиоизотопы, получаемые при облучении в пучке тепловых нейтронов [50].

|--|

Стаб	Стабильная мишень			оизотоп	Относи-	Характерис-	
ИЗОТОП	содержа- ние	сечение. σ, барн	изотоп	T _{1/2}	тельная актив- ность	тические рентгеновские лучи, кэв	
112Sn 118Sn 120Sn 122Sn 124Sn	$\begin{array}{c} 0,03\%\\ 97,15\%\\ 1,2\%\\ 0,1\%\\ 0,12\%\end{array}$	1,1 0,02 0,005 0,001 0,6	¹¹³ Sn ¹¹⁹ Sn ¹²¹ Sи ¹²³ Sn ¹²⁵ Sn	118 дн 245 дн 5 лет 125 дн 2 года	0,005 7,7 0,01 0,002 0,25	24,2 In 25,1 Sn 26,0 Sn 26,0 Sb 27,4 Te	

Анализ схем распада показывает, что детектирование γ -излучения с энергией 23,8 кэв обычными счетчиками вызывает ряд трудностей из-за присутствия в спектре рентгеновских лучей олова с энергиями 25,27; 25,04 и 28,49 кэв, возникающих при сиятии возбуждения с уровня, образуемого после сильно конвертированного перехода M4, а также рентгеновского излучения Sb (26 кэв) и Te (27,4 кэв). Кроме того, изотоп ¹¹³Sn через K-захват превращается в ¹¹³In

 $^{113}Sn + e^- \rightarrow ^{113}In$.

Этот процесс сопровождается рентгеновским характеристическим излучением в атомной оболочке In с энергией 24,2 кэв. Разрешение этих линий по энергии недоступно пропорциональным и сцинтилляционным счетчикам.

Для фильтрации рентгеновского характеристического излучения K_{α} олова можно воспользоваться методом, применяемым обычно в рентгеновской спектроскопии. Этот метод основан на свойстве разных веществ очень сильно поглощать у-излучение с энергией выше, чем энергия К-края данного вещества (так называемые критические поглотители). На рис. 27 приведены кривые зависимости коэффициента массового поглощения в зависимости от энергии у-лучей и заряда веществ поглотителя.

Из рисунка находим, что в данном случае подходящим фильтром является Pd (*К*-край поглощения 24,348 кэв). Например, палладиевый фильтр толщиной 0,01 см пропускает 28% ү-лучей с энергией 23,8 кэв ($\mu_{\gamma} = 10,5 \ cm^2/c$) и только 0,11% рентгеновских лучей 25,27 кэв ($\mu_{p.\pi} = 56 \ cm^2/c$). Следует отметить, что Pd-фильтр пропускает рентгеновские лучи индия (24,2 кэв). Однако, если олово обогащено изотопом ¹¹⁸Sn выше 80%, то вклад составляет меньше 3%.

Приготовление и основные характеристики источников. В первых исследованиях по мессбауэровской спектроскопии ¹¹⁹Sn в качестве источника использовалось белое металлическое олово. Этот источник имеет сравнительно небольшое значение f при температуре жидкого азота и очень малое значение f при комнатной температуре, что является недостатком источника. Кроме того, благодаря некубической (тетрагональной) структуре (рис. 20) градиент электрического поля на ядрах олова не равен нулю и квадруполь-











Рис. 20. Структура веществ, применяемых в качестве источников. $a - \alpha = \text{Sn}, \ \delta - \beta = \text{Sn}, \ \epsilon - \text{SnO}_2, \ \epsilon - \text{Mg}_2\text{Sn}, \ \partial = \text{BaSnO}_3, \ \epsilon - \text{Mg}_2\text{SnO}_4$

ное взаимодействие приводит к дублетной структуре спектра. Значение расщепления при комнатной температуре оказалось равным $\Delta = 0.18 \pm 0.06 \ \text{мм/сек}$ [51]. Температурная зависимость фактора f измерялась в широком интервале температур в работе [57], где найдена очень сильная зависимость вероятности излучения без отдачи от температуры (рис. 21).

Cepoe олово а — Sn хотя и имеет узкую линию, не применяется из-за низкого значения величины вероятности излучения без отдачи при комнатной температуре.

В настоящее время в экспериментальных исследованиях используют источники, представляющие соединения олова с другими элементами: двуокись олова SnO₂, станнид магния Mg₂Sn, твердые растворы олова в металлических матрицах и металлокерамические источники (типа BaSnO₃).

Двиокись Двуокись олова. олова имеет большую величину вероятности излучения без отдачи при комнатной температуре f ==0,44, но линия излучения у него значительно уширена [56]. Это уширение вызвано неоднородным электрическим полем на ядрах ¹¹⁹Sn, что является следствием деформации октаэдрического окружения атома олова в SnO₂. Измерения спектра поглощения в SnO₂, проведенные при давлении в 150 кбар, показали, что в этих условиях возникает еше большая



Рис. 21. Зависимость вероятности резонансного поглощения от температуры для некоторых соединений, используемых в качестве источников

неоднородная деформация октаэдрического окружения и градиент электрического поля увеличивается, а в спектре поглощения наблюдается хорошо разрешенный дублет, который соответствует квадрупольному расщеплению линии поглощения [53].

Как показано в работе [54], величина расщепления равна $\Delta = 0.50 \pm 0.02 \ \text{мм/сек}$ и не зависит от температуры в интервале 77—638°К. Это значение несколько позднее подтверждено экспериментами по угловому распределению резонансного рассеяния [55], где найдено значение $\Delta = 0.45 \pm 0.10 \ \text{мм/сек}$.

В работе [56] измерялась температурная зависимость резонансного поглощения в SnO₂ (рис. 21). Экспериментально установлено, что с повышением температуры ширина наблюдаемой линии увеличивается, в то время как вероятность резонансного поглощения падает очень медленно. Поэтому излучатель на основе SnO₂ имеет большую величнну f даже при высокой температуре (например, при 600°К f = 0.42).

Для приготовления двуокиси олова металлическое олово, обогащенное изотопом ¹¹⁸Sn, облучается в реакторе до получения нужной активности и затем подвергается длительному прокаливанию (до 100—150 ч) на воздухе при температуре 500—600° С. Полученный таким способом радиоактивный порошок SnO₂ тщательно растирается в кварцевой ступке и осаждается в смеси спирта и клея на подложку.

Станнид магния Mg_2Sn . Структура Mg_2Sn является антиизоморфной структуре флюорита $CaF_2: a=6,77$ Å (рис. 20), так как атомы более электроотрицательного компонента Sn занимают положения электроположительного элемента Ca. Координационный полиэдр атомов Mg — тетраэдр, а атомов олова — куб, образованный восемью атомами магния. Такая структура обладает высокой симметрией, вследствие чего градиент электрического поля на ядрах олова должен быть равен нулю.

Приготовление Mg_2Sn (70,93 вес % Sn) не вызывает особых трудностей. Как следует из фазовой диаграммы, это соединение единственное в бинарной системе Mg—Sn и имеет сравнительно невысокую температуру плавления, равную 778° С. Однако Mg_2Sn реагирует с кварцем, поэтому сплавление в вакууме соответствующих количеств олова и магния необходимо производить в железном тигле.

В работе [57] было найдено, что ширина линии испускания близка к естественной и равна ($2 \times 0.32 \pm 0.02$) мм/сек. Вероятность излучения без отдачи у Mg₂Sn сильно зависит от температуры. На рис. 21 показана температурная зависимость вероятности поглощения без отдачи. Из этой кривой видно, что при комнатной температуре f имеет небольшое значение 0,28, что вынуждает при измерениях охлаждать источник до низких температур. В работе [58] было проведено исследование влияния примесей Si, Ge, Pb на величину f' для соединения Mg₂Sn. Как показали результаты измерений, улучшить параметры источника добавлением изоморфных примесей не удалось.

Керамические источники. Ниже мы остановимся на некоторых результатах по изучению возможности использования в качестве источников керамических материалов. С этой целью исследовались параметры резонансных спектров в SrSnO₃, CaSnO₃ и BaSnO₃ [59]. Наилучшие результаты были получены для станната бария.

Кристаллическая решетка станната бария обладает высокой симметрией (структура перовскита) [60], поэтому градиент электрического поля у ядер олова практически равен нулю.

Источник BaSnO₃ приготавливается по обычной керамической технологии. Двуокись олова и BaCO₃ тщательно перемешиваются и перетираются в ступке и прессуются. Затем смесь отжигается на воздухе при температуре $1300-1400^{\circ}$ С в течение одного-двух часов. После этого производится повторное растирание полученного материала. Спрессованные таблетки подвергаются окончательному отжигу в тех же режимах. Затем полученный станнат бария осаждается на подложку.

Параметры излучателя γ -квантов в виде соединения BaSnO₃ измерялись в работах [59, 61]. Было установлено, что BaSnO₃ имеет очень большую вероятность излучения без отдачи вплоть до 690°К [$f_{690^{\circ}K} = 0,46$].

Для оценки параметров источника $BaSnO_3$ было проведена сравнение его с лучшим в то время источником Mg_2Sn [61]. С этой целью с тем и с другим источником были сняты спектры поглощения известных по толщине поглотителей из Mg_2Sn и $BaSnO_3$. Эти измерения показали, что источник $BaSnO_3$ при комнатной температуре (293°С) имеет приблизительно ту же вероятность испускания резонансных γ -квантов и примерно такую же ширину линни испускания, что и источник Mg_2Sn при температуре жидкого азота. Было также найдено, что вероятность излучения без отдачи для $BaSnO_3$ слабо зависит от температуры. Эффективная ширина испускания, измеренная резонансным счетчиком, равна приблизительно 0,18 *мм/сек*.

При изучении радиационных дефектов [62] хорошие результаты были получены при использовании в качестве источника станната магния Mg_2SnO_4 . Станнат магния имеет структуру типа инверсионной шпинели (рис. 20) [63]. Как и станнат бария, он приготавливается по керамической технологии спеканием окиси олова с-избытком MgO. Для величины эффекта в работе [62] было найдено значение f=0,5 при комнатной температуре. К сожалению, авторы не приводят значение ширины, но можно предположить, что она близка к естественной. На рис. 21 показана возможная для этого соединения температурная зависимость вероятности излучения без отдачи.

Как показали опыты [64], интересные возможности открываются при использовании станната натрия Na₂SnO₃·3H₂O, который позволяет регулировать мессбауэровские параметры. В эксперименте сравнивались линии поглощения в Mg₂Sn и станцате натрия на тонких поглотителях одинаковой толщины. Найдены следующие отношения для ширин этих линий и величин площадей экспериментальных спектров при комнатной температуре:

$$\frac{\Gamma_{\text{Na}_2\text{SnO}_3\cdot 3\text{H}_2\text{O}}}{\Gamma_{\text{Mg}_2\text{Sn}}} = 1,09; \qquad \frac{S_{\text{Na}_2\text{SnO}_3\cdot 3\text{H}_2\text{O}}}{S_{\text{Mg}_2\text{Sn}}} = 2.$$

После прокаливания соединения Na₂SnO₃·3 H₂O при температуре 500°C в течение 30 *мин* происходит полная дегидратация и ширина и площадь мессбауэровского спектра увеличиваются. Отношения ширин линий и площадей принимают следующие значения:

$$\frac{\Gamma_{\text{Na}_2\text{SnO}_3}}{\Gamma_{\text{Mg}_2\text{Sn}}} = 1,62; \qquad \frac{S_{\text{Na}_2\text{SnO}_3\cdot 3\text{H}_2\text{O}}}{S_{\text{Mg}_2\text{Sn}}} = 4.$$

При прокаливании в парах воды это соединение гидратируется и полностью восстанавливает первоначальные параметры. На основе

соединения Na₂SnO₃·3 H₂O может быть создан источник с регулируемыми параметрами f и Г.

Твердые растворы олова в металлических матрицах. В качестве излучателей резонансных ү-квантов с энергией 23,8 кэв могут быть использованы, как и в случае ⁵⁷Fe, источники, изготовленные введением радиоактивного ¹¹⁹Sn в матрицу диамагнитных и парамагнитных металлов. В работах [50, 63, 52, 65] исследовались мессбауэровские параметры поглощения для примесных ядер ¹¹⁹Sn в одноатомных металлических матрицах ванадия, платины серебра, палладия, результаты исследоания сведены в табл. 8.

Таблица 8

			Ī	f	l		
Мат- рица	Ат. % олова	θ, °K	Θ _{эфф} , [°] K	290°K	77°Қ	Г, мм/сек	о относитель- но SnO ₂ , <i>мм/сек</i>
v	1,6 3,45 7,22	—390	260±10	0,46 <u>+</u> 0,93	0,78±0,03	0,40±0,03	1,55 <u>+</u> 0,04
Au	1,7 3,2	170	220 ± 10	0,33 <u>+</u> 0,02	$0,72\pm0,02$	0,34 <u>+</u> 0,04	1,97±0,02
T1	5,6 9,2	—96	117 <u>+</u> 5	—	$0,35\pm0,03$	0,40±0,04	$2,83\pm0,03$
Pt	1,5	220	292 ± 15	0,53 <u>+</u> 0,03	$0,80 \pm 0,05$	$0,34 \pm 0,04$	1,40±0,04
Ag	1,5	210	207 ± 10	$0,30 \pm 0,03$	$0,68 \pm 0,04$	0,34±0,04	$2,02\pm0,02$
Pd	1,23	275	255 ± 15	$0,45\pm0,03$	$0,76\pm0,05$	$0,34{\pm}0,04$	$1,45\pm0,02$

Как видно из этой таблицы, в качестве источника могут быть использованы твердые растворы олова в платине, палладии, ванадин и меди, которые имеют ширину линии, близкую к естественной, и большую величину *f* при комнатной температуре. Хотя твердые растворы олова в свинце, таллии и индии имеют ширину, близкую к естественной, они не применяются из-за малой величины резонансного эффекта.

В работе [66] предлагается использовать в качестве источника твердый раствор олова в палладии, преимущество которого, например, перед твердым раствором олова в Pt состоит в том, что он сохраняет величину изомерного сдвига постоянной для любых концентраций твердого раствора, а матрица (Pd) служит селективным фильтром для рентгеновского излучения олова.

Источник 3% Sn и 97% Pd легко получается сплавлением олова и палладия. Из-за большого различия точек плавления олова (231,88° C) и палладия (1549,4° C) олово следует помещать в тигель внутри палладиевой фольги. Обработка проводится в атмосфере аргона, для этого тигель откачивается до плавления 0,1 мм рт. ст. и затем продувается аргоном под давлением немногим больше атмосферного. Температура поднимается до 1000°С, выдерживается в течение минуты для того, чтобы провести дегазацию шихты и повышается со скоростью 10°С в секунду до расплавления образца при 1550°С. Для обеспечения хорошего перемешивания олова и палладия образец выдерживается около 2—10 мин вблизи точки плавления, затем температура резко понижается до 1000° С и далее следует охлаждение со скоростью 20°С в секунду до комнатной температуры. Внешний вид королька сплава напоминает серебро, сплав может быть легко прокатан в тонкую фольгу. Твердый раствор олова в палладии [67] имеет гранецентрированную кубическую структуру с параметром решетки 3,86 Å, который линейно возрастает при увеличении концентрации олова. Интересной особенностью фазовой диаграммы Pd—Sn является то, что в системе Pd—Sn имеется гранецентрированная кубическая структура также у соединения Pd₃Sn, содержащего до 20 весовых процентов олова в сплаве этого состава. Поэтому в том случае, когда необходима большая удельная активность, можно приготовить сплав состава Рd₃Sn. Однако, к сожалению, до настоящего времени не выяснены условия стабильного существования Pd₃Sn.

Изомерные сдвиги системы Pd—Sn измерялись в работах [68—70].

§ 7. ИСТОЧНИКИ у-КВАНТОВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ 197Au, 125Te и 121Sb

Естественно, что рассмотреть все изотопы, используемые для исследования эффекта Мёссбауэра, не представляется возможным, поэтому мы остановимся ниже только на трех: ¹⁹⁷Au, ¹²¹Sb, ¹²⁵Te. Первый из них уже дал большую информацию для физики твердого тела, а два других находятся на стадии широкого внедрения в исследовательских лабораториях.

¹⁹⁷Au. Схема распада изотопа ¹⁹⁷Au приведена на рис. 22. В спектре излучения ¹⁹⁷Pt присутствуют три γ-перехода (здесь и далее в скобках приведены относительные интенсивности) с энергиями 279 (1), 191 (3, 9), 77 (30) кэв и рентгеновское излучение с энергией 60 кэв.

Для получения источника в реакторе активируется изотоп ¹⁹⁶Pt в виде металла по реакции ¹⁹⁶Pt(n, γ)¹⁹⁷Pt; облученный металл может служить источником. В работе [71] были исследованы в качестве источников разбавленные твердые растворы ¹⁹⁷Au в разных элементах. Методика приготовления растворов заключалась в следующем: облученная платина в количестве 0,2—1 атомных процента расплавлялась с навеской элемента в кварцевой ампуле в атмосфере аргона. Расплавленное состояние поддерживалось в течение часа, затем за 20 сек сплав охлаждался до комнатной температуры. Количество ¹⁹⁷Au в источнике, определенное исходя из его активности, составляло ≪10⁻⁵%.

Во время измерения источник и поглотитель находились при температуре жидкого гелия (4,2° К). Полуширина экспериментальной кривой резонансного поглощения колеблется от 0,26 до 0,46 *см/сек* (теоретическая ширина $2\Gamma = 0,24 \ cm/сеk$).

¹⁹⁷ **Нg** также испытывалась в качестве источника [8, 72], но из-за значительной интенсивности рентгеновского излучения, сопровождающего электронный захват, и невысокой дебаевской температуры она не нашла широкого применения в первых экспериментах по ¹⁹⁷Au. В табл. 9 приведены результаты исследования эффекта Мёссбауэра на примесных ядрах в некоторых металлических матрицах.

¹²⁵**Те**. Схемы распадов изотопов, дающих мессбауэровскую линию с энергией 35,6 *кэв*, приведены на рис. 23. Из схемы видно,



Рис. 22. Схемы распадов ¹⁹⁷Рt и ¹⁹⁷Нg

что в качестве родительского ядра могут быть использованы 125 I, 125m Te (изомерное состояние) или 125 Sb. В табл. 10 приведены основные характеристики мессбауэровского перехода [3, 74, 75, 80, 81].

Таблица 9

Источник	f(T=4.2 K)	Величина эффекта, ε, %*	δ, см/сек отн. золота
197Hg(Dt)	0 14+0 01		
$197H\sigma(\Delta_{11})$	0.06 ± 0.01		
197Dt(Pt)	$0,23\pm0,07$	_	
$197Dt(\Delta_{11})$	0.29 ± 0.05		-0.10 ± 0.02
(Δu)		14	0,10_0,02
» (Fe)	0.32		-0.55 ± 0.03
» (Fe)		5.8	-0.54 ± 0.02
» (Co)	0.27	-	-0.47 ± 0.03
» (Ni)	0.35	_	-0.43 ± 0.03
» (/////		4	-0.47 ± 0.02
» нержав, сталь	0.24		-0.51 ± 0.05
» (Li)	-	2.5	-0.74 ± 0.05
» (Be)	_	11	-0.56 ± 0.05
» (Mg)	_	5.2	-0.63 ± 0.03
» (Al)	-	4,1	-0.76 ± 0.04
» (St)		5,4	-0.33 ± 0.03
» (Ca)	-	2,0	$-0,87\pm0,05$
» (Cu)	-	8,7	$-0,42\pm0,04$
» (Zn)		5	$-0,34\pm0,04$
» (Ge)	-	5,9	$-0,45\pm0,04$
» (Y)	_	3,6	$-0,76\pm0,03$
» (Pd)	_	5,7	$-0,24\pm0,03$
» (Ag)	-	5,5	$-0,13\pm0,02$
» (Sn)		5,7	$-0,43\pm0,04$
» (Te)	-	4,2	$-0,19\pm0,03$

* Значение є % для поглотителя из золота толщиной 127 мк при 4,2°К.

При приготовлении источника на основе изомерного состояния 125m Te с $T_{1/2} = 58$ дней, получаемого по реакции 124 Te(n, γ) 125m Te, можно легко достичь большой удельной активности из-за высокого значения сечения захвата тепловых нейтронов $\sigma_{n,\gamma} = 5$ барн. Переход между уровнями 145 кэв и 35,6 кэв с энергией 110 кэв почти полностью конвертирован:

$$\alpha_K = 160; \quad \alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M = 296.$$

Таким образом, в спектре излучения ¹²⁵Те присутствует γ -линия 35,6 *кэв* и интенсивные рентгеновские линии K_{α} с энергией 27,4 *кэв* и K_{β} с энергией 31,2 *кэв*. Отношение интенсивности рентгеновского излучения ($K_{\alpha} + K_{\beta}$) к интенсивности γ -излучения равно:

$$\frac{I_{\text{p.}\pi}}{I_{v}} = \left(\frac{160}{297} + \frac{11}{14}\right): \left(\frac{1}{297} + \frac{1}{14}\right) = 18,5.$$

С учетом флуоресцентного выхода рентгеновских лучей $\omega_{\kappa} = 0.85$ [73]

$$\frac{I_{\text{p.},\eta}}{I_{\eta}} = 18,5 \cdot 0,85 = 15,7.$$

71

Таблица' 10

Состояние	Энергия. Е _ү , <i>кэө</i>	Спини четность, 1, л	Магнит- ный мо- мент, µ, я.м.	Квадру- польный момент, Q, барн	Время жизни, т, сек	Коэффи- цнент кон- версин, а
Основное	0	$\frac{1^+}{2}$	0,887	0	стабильно	-
Возбужденное	35,6	$\frac{3^+}{2}$	+0,60	0,20 -0,23	1,6.10-9	13





Рис. 23. Схемы распадов ¹²⁵Те и ¹²⁵І и ¹²⁵Sb

Источники, изготовленные из теллура (Те, TeO₂, TeO₃ и т. д.), в силу того, что *К*-край поглощения теллуром рентгеновских лучей равен E_{K} = 34,55 *кэв*, обладают избирательной поглощающей способностью к энергии 35,6 *кэв* (коэффициент поглощения рентгеновских лучей теллуром $\mu_{\rm P,I}$ = 8 *см*²/*г*, а для γ -лучей — μ_{γ} = 25,8 *см*²/*г*. Для источника толщиной 20 me/cm^2 , приняв толщину поглощения $x = 10 \ me/cm^2$, получим отношение интенсивности равным 19,1. Для улучшения этого отношения применяются медные фольги. Фольга толщиной 400 $m\kappa$ пропускает 3,2% рентгеновского излучения и 12,9% у-квантов. Таким образом, отношение становится равным 4.8.

Использование изотопа ¹²⁵I имеет некоторое преимущество в создании высокоактивных источников, так как йод получается на циклотроне и выделяется из мишени без носителя. Для ¹²⁵I отношение интенсивностей линий в источнике составляет

$$K_{\alpha}: K_{\beta}: \gamma = 1:0,22:0,073$$

(экспериментальное отношение интенсивностей, полученное на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaI(Tl) толщиной 0,23 *мм* [74]).

С применением медного фильтра толщиной 400 мк и фильтра из алюминия толщиной 500 мк для поглощения рентгеновского излучения меди:

$$K_{\alpha}: K_{\beta}: \gamma = 1: 0,66: 1.$$

Использование ¹²⁵ I неудобно из-за относительно малого времени жизни $T_{1/2} = 57.4$ дня.

В этом смысле более перспективен изотоп ¹²⁵Sb с периодом полураспада $T_{2} = 2,6 \pm 0,1$ года, который получается по реакции:

124 Sn $(n, \gamma)^{125}$ Sn $\rightarrow ^{125}$ Sb

Неудобство этого изотопа состоит в том, что его спектр излучения сильно загружен жесткими γ-линиями с энергиями 637 кэв (23), 595 (88), 463 (31), 427 (3,8); 320 (0,88), 214 (96), 205 (0,8),175 (6), 175 (19) кэв. Эти линии имеют комптоновские хвосты в области малых энергий и ухудшают отношение сигнала к фону. Но здесь представляется возможным использовать линии, находящиеся в каскаде с линией 35,6 кэв (427 кэв, 600 кэв) для включения счетчика, регистрирующего мягкие излучения на совпадения со сцинтилляционным счетчиком с толстым кристаллом NaI(Tl), который используется для регистрации одной из жестких линий. На рис. 35 показан спектр излучения ¹²⁵Sb, снятый GeLi-детектором по схеме совпадения с линией 427 кэв. Как видно из рисунка, все линии хорошо разрешены. На этом же рисунке показаны спектры ¹²⁵Те, полученные обычными методами выделения линии 35.6 кэв с помощью пика вылета на тонком сцинтилляторе NaI (Tl) (h=0,2 мм) и на пропорциональном счетчике СРГ-2 с наполнением ксенон + изопентан.

Измерения с ¹²⁵Те ведутся обычно при низких температурах. Наиболее широко распространенный источник ¹²⁵I (Си) дает при температуре жидкого азота величину максимального поглощения ~2--4% на поглотителях из естественной смеси изотопов теллура и порядка 10% при использовании теллура, обогащенного выше
65%. Источник TeO₃, находящийся при температуре жидкого азота на обогащенных изотопом ¹²⁵Те поглотителях, дает максимальный эффект порядка 20—25% [79].

Параметры источников по ядру ¹²⁵Те сведены в табл. 11 [73, 76-79].



Рис. 24. Схемы распадов 121 Te и 121 Sn

¹²¹Sb. Изотоп ¹²¹Sb открыт для мессбауэровских исследований только в 1965 г. [82]. Авторы этой работы впервые привели схему распада ¹²¹Sn, включающую мессбауэровский переход с энергией 37,2 кэв (рис. 24). Для получения изотопа ¹²¹Sn образец олова,

Таблица 11

Источник	f (T=80°K)	Г _s , мм/сек	в, мм/сек
¹²⁵ I(Cu) ¹²⁵ Sb(Cu) ¹²⁵ Sb(Pd) ¹²⁵ TePb ¹²⁵ TeZn ¹²⁵ TeO ₃	$ \begin{vmatrix} 0,2\\0,6\pm 0,15\\0,47\pm 0,12\\-\\-\\0,6\end{vmatrix}$	2,5 2,5 2,5 2,5 2,5 2,5 2,5	$ \begin{bmatrix} 0 \\ -0, 3\pm 0, 1 \\ -0, 2\pm 0, 1 \\ -0, 1\pm 0, 1 \\ -0, 8\pm 0, 0 \\ -1, 2\pm 0, 2 \end{bmatrix} $

обогащенный изотопом ¹²⁰Sn, облучается в реакторе с максимально возможным потоком (на практике 10^{15} нейтр./*сек* · *см*²), так как сечение активации низко $\sigma_{n,\gamma} = 0,005$ барн. Примеси в виде ^{125m}Te н ¹²⁵Sb, получающиеся по реакции

124
Sn (n, γ) 125 Sn $\xrightarrow{\beta} ^{125}$ Sb $\xrightarrow{\beta} ^{125m}$ Te,

выделяются химическим путем. После очистки фотонный спектр низкой энергии будет состоять из γ -линии ¹²¹Sb с энергией 37,2 кэв, γ -линии ¹¹⁹Sn с энергией 23,8 кэв и рентгеновского излучения олова (25,1 кэв) и сурьмы (26 кэв). Для выделения нужной энергии в спектре излучения используется образование пика вылета от γ -квантов с энергией 37,2 кэв на пропорциональном счетчике и тонком кристалле — сцинтилляторе.

Основные характеристики мессбауэровского перехода приведены в табл. 12 [3, 82-85].

Т	а	б	Л	И	Ц	а	12
---	---	---	---	---	---	---	----

Состояние	Энер- гия, Е _у , кэв	Спины и чет- ность /, л	Магнитный моменц, µ, я.м.	Квадрупольный момент, <i>Q</i> , барн	Время жизни, т, <i>сек</i>	Коэффи- циент конвер- син, α
Основное	0	$\frac{5^+}{2}$	+3,359	(0,540,07)	стабильно	
Возбужденное	37,2	$\frac{7}{2}$	+2,35±0,03	-(0,75±0,09)	3,5.10-9	9,3±0,4

Расшифровка спектров по ¹²¹Sb осложняется тем, что большие значения спинов уровней приводят к большому числу линий при сверхтонком расщеплении уровней. Электрическое квадрупольное расщепление возбужденного уровня состоит из четырех подуровней, а основного — из трех. Между ними возможны двенадцать переходов. Однако интенсивность четырех из них равна нулю [83]. Чистое магнитное сверхтонкое взаимодействие будет расщеплять основное состояние на 6 уровней, а возбужденное на восемь. Между этими уровнями в соответствии с правилами отбора для перехода M1 (магнитный дипольный переход с $\Delta I = 1$) возможны 18 переходов. Однако некоторые линии имеют одинаковую энергию, поэтому наблюдаемый спектр сверхтонкой структуры состоит из группы четырех основных линий приблизительно равной интенсивности и двух пар слабых сателлитов, по одной паре на каждой стороне этой группы (самые крайние линии каждой пары очень слабые) [8, 41].

Параметры используемых источников по ¹²¹Sb объединены в табл. 13 [82—85].

Т	а	б	л	и	п	а	1	3
•	ų.	~	~ .					

Источник	f (7==80°K)	Г _s , мм/сек	б, мм/сек
¹²¹ SnO ₂ ¹²¹ β-Sn ¹²¹ α-Sn	0,32 0,16	1,55 1,05	$-12\pm0,2$

.

ГЛАВА III

РЕГИСТРАЦИЯ МЕССБАУЭРОВСКИХ у-КВАНТОВ

§ 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЕТЕКТОРОВ РЕЗОНАНСНЫХ у-КВАНТОВ

Диапазон энергий ү-квантов, с которыми имеют дело в спектроскопии ЯГР, простирается в области энергий от 6 кэв (в случае ¹⁸¹Та) до 300 кэв (в случае ²³⁹Ри). Надежная и эффективная регистрация такого диапазона энергий ү-квантов сопряжена с рядом трудностей. Так, к детекторам, здесь применяемым, предъявляются повышенные требования: высокое амплитудное разрешение (энергетическая разрешающая способность), высокая эффективность к фотонам мягкого излучения или даже избирательная эффективность к резонансным ү-квантам, стабильность во времени и быстродействие.

Невозможно указать детектор, который одинаково удовлетворял бы всем вышеуказанным требованиям во всем диапазоне энергий мессбауэровского ү-излучения. Выбор того или иного детектора целиком определяется тем, насколько совокупность его параметров соответствует требованиям эксперимента.

Для регистрации ү-квантов в спектрометрах ЯГР в настоящее время применяют либо пропорциональные, либо сцинтилляционные счетчики. Полупроводниковые детекторы, обладающие более высокой, разрешающей способностью, по всей вероятности, получат большее распространение, однако, главным образом, из-за методических трудностей, возникающих при их изготовлении и использовании, они еще не нашли широкого применения.

В случае сложных спектров с наличием интенсивных линий, лежащих вблизи мессбауэровских линий, сцинтилляционный и пропорциональный счетчики не могут быть применены из-за низкого разрешения по энергии. В работе [1] для выделения из спектра резонансной линии предложено использовать кристалл-дифракционный спектрометр типа Дю-Монда с разрешающей способностью в несколько десятых процента. Дифракционный спектрометр использует кристалл, вырезанный и изогнутый так, чтобы линии, изображающие продолжение его атомных плоскостей, пересекались в точке на фокальной окружности. Возможны два способа расположения источника и детектора: фокусировка по Кошуа, когда протяженный источник S неподвижен, а узкий детектор \mathcal{A} может перемещаться по дуге окружности (рис. 25, *a*), фокусировка по Дю-Монду (рис. 25, *б*), когда протяженный детектор \mathcal{A} неподвижен, а фокальный круг жестко скреплен с изогнутым кристаллом C и вместе вращается относительно точки O. Источник Sрасположен на фокальном круге и дополнительно движется так, что линия SO перемещается с угловой скоростью, вдвое большей угловой скорости вращения кристалла, следовательно, каналы



Рис. 25. Схемы фокусировки по Кошуа (а) и Дю-Монду (б). С-кристалл, S-источник, Д-детектор, К-коллиматор, R-точка действительного изображения, V-точка минимого изображения, Pb-щель диафрагмы

коллиматора детектора К всегда направлены на точку V мнимого изображения источника.

Другим распространенным методом измерения мессбауэровских спектров является регистрация вторичного излучения — электронов или рентгеновских лучей, возникающих при резонансном поглощении в результате конверсии.

Регистрация рентгеновских лучей, сопровождающих внутреннюю конверсию, была впервые использована Фрауэнфельдером и др. [2] для ядер 57Fe. Рассеивателем служила железная фольга, толщиной 4,6 *мг/см^{2 57}*Fe, обогащенного до 75%. Регистрация рентгеновских лучей облегчается тем, что сечение резонансного поглощения для ү-лучей энергией 14,4 кэв (1,5·10-18 см²) гораздо больше, чем сечение фотоэффекта для энергии 14,4 кэв (оср = =6·10-21 см2) и для рентгеновских лучей с энергией 6,3 кэв (σ_{р.1}=7·10⁻²¹ см²). Выбранная толщина фольги достаточна для полного поглощения резонансных у-квантов и вместе с тем она является достаточно тонкой для рентгеновского излучения. Первая работа по исследованию эффекта Мёссбауэра в теллуре [3] была также выполнена методом регистрации рентгеновских лучей, следующих за внутренней конверсией. Обычный метод регистрации в этом случае не мог быть использован, так как переход с энергией 35,5 кэв сильно конвертирован и слабую у-линию невозможно отделить на люминесцентном спектрометре от интенсивного рентгеновского излучения 27,4 и 31,2 кэв.

В работах [4, 5] для регистрации электронов конверсии использовался магнитный спектрометр.

Впервые использование резонансного поглотителя в качестве внутренней облицовки стенок газовых счетчиков и регистрация конверсионных электронов, сопровождающих резонаисное поглощение, упоминается в работе [6] для ¹⁶⁹Ти с энергией у-перехода 6,42 кэв. Группой сотрудников МГУ [7—9] на этом же принципе в 1963 г. был сконструирован селективный, так называемый, резонансный детектор для регистрации излучения олова на основе

счетчика Гейгера-Мюллера. Позднее были разработаны ионизационные и сцинтиляционные резонансные детекторы [10, 11]. При использовании резонансных счетчиков регистрация мессбауэровского спектра может осуществляться двумя методами, схематически изображенными на рис. 26. При измерении по схеме рис. 26,а доплеровские скорости сообщаются йсточнику, а поглотителем служит внутреннее покрытие счетчика. Схема рис. 26,б обычная, за исключением того, что в этом случае источник и детектор изго-



Рис. 26. Два возможных способа регистрации резонансного спектра: S — источник, A — поглотитель, Д — детектор

тавливаются на основе одного и того же соединения. Величина максимального эффекта по схеме «а» примерно в 3—4 раза больше по сравнению с обычной схемой. Решающим фактором в выборе той или иной схемы могут оказаться трудности изготовления резонансного счетчика для каждого поглотителя, а также невозможность нормальной работы счетчика в тех физических условиях, в которые желательно поместить поглотитель (температура, магнитное поле и т. д.).

Логическим завершением разработок серии резонансных счетчиков явилось изобретение селективного γ-раднационного детектора на основе фотоумножителя [20]. Детектср состоит из вакуумно плотного корпуса и расположенных внутри объема последнего катода, анода и множества динодов. Катод представляет собой тонкий слой резонансного вещества на основе ⁵⁷Fe (в данном случае нержавеющая сталь). Для выигрыша в величине эффекта соединение обогащено мессбауэровским изотопом ⁵⁷Fe до 82%. Ясно, что катод будет излучать электроны только в ответ на поглощение резонансных γ-квантов из источника. Система электростатической фокусировки и принцип умножения заимствованы из работы фотоумножителя. Корпус может быть изготовлен из любых материалов, таких, как стекло, алюминий, бериллий и, если необходима экранировка от γ-лучей, из свинца.

Грубый метод оценки наблюдения эффекта Мёссбауэра заключается в сравнении скорости счета детектора при нулевой относительной скорости источника и поглотителя и при скорости, разрушающей резонанс.

В некоторых случаях для получения качественных результатов по геометрии поглощения и особенно в экспериментах по рассеянию у-квантов может быть применена широко распространенная в рентгеновской спектроскопии регистрация излучения на рентгеновскую пленку, использующая фотохимическое действие у-лучей. Преимущество спектрометра с фоторегистрацией заключается в его простоте и дешевизие.

γ-Кванты, пройдя поглотитель, попадают на фотопленку, находящуюся в светонепроницаемой кассете и укрепленную на поверхности цилиндра, который приводится в равномерное вращение вокруг своей оси. Для создания синфазного движения на этой оси эксцентрично укреплен цилиндрический кулачок, перемещающий поглотитель с приблизительно синусоидальной скоростью [13].

Почернение данного участка пленки определяется как логарифм отношения интенсивности потока γ -квантов, падающего на данный участок *I*, к потоку, падающему на необлучаемый участок пленки I_0 :

$$D = \lg \frac{I}{T_0}.$$

В области $0,3 \leq D \leq 0,7$ почернение пропорционально экспозиции, т. е. произведению интенсивности пучка на время облучения; поскольку в данном случае время экспозиции одинаково, почернение пленки дает нам распределение интенсивности прошедших через поглотитель мессбауэровских γ -квантоз.

Однако фотографическая регистрация имеет небольшую чувствительность и показания зависят от условий обработки пленки (температуры, времени обработки, концентрации проявителя и др.). Кроме того, требуются источники с очень большой удельной активностью и эксперимент длится в течение нескольких часов, поэтому необходимо обеспечить высокую временную стабильность аппаратуры. За счет некоторого ухудшения разрешения можно увеличить эффективность регистрации в 5—10 раз, применяя усиливающие флуоресцентные экраны из вольфрамата кальция. Почернение пленки в этом случае вызывается не только у-излучением, но и свечением экрана.

§ 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ у-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Известно, что у-излучение взаимодействует с веществом посредством трех конкурирующих процессов: фотоэффекта, рассеяния, образования пар.

Фотоэффект — процесс, при котором связанному в атоме электрону передается вся энергия у-кванта. Этот электрон вылетает из атома с энергией, равной:

$$E_{\rm B} = E_{\rm v} - W_i - A,$$

где W_i — потенциал ионизация *i*-й оболочки, A — работа выхода электрона через поверхность металла. Рассмотрение законов сохранения энергии и импульса вока-

зывает, что фотоэффект невозможен на свободном электроне. Вероятность фотоэффекта возрастает с возрастанием связи электрона, поэтому фотоэффект более вероятен на К-оболочке. Однако, если энергия у-кванта меньше потенциала ионизации К-оболочки, фотоэффект происходит на L- M- и т. д. оболочках. Возбуждение с атома снимается заполнением оболочки, которое сопровождается испусканием рентгеновских лучей или оже-электронов.

Строгое рассмотрение процесса фотоэффекта в рамках квантовой электродинамики приводит к следующей зависимости сечения от энергии в области малых энергий на один атом вещества.

$$(\sigma_{\text{pot}})_{\text{K}} = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left(\frac{13,16}{hv}\right)^{7/2}$$
.

Кроме фотоэффекта, при котором ү-квант перестает существовать и вся его энергия передается атомному электрону, взаимодействие гамма лучей со средой может приводить к их рассеянию, т. е. отклонению от первсначального направления распространения. Рассеяние может происходить с изменением энергии у-кванта — эффект Комптона и без изменения энергии у-кванта (классическое или томсоновское рассеяние).

Томсоновское рассеяние имеет место, когда энергия у-кванта недостаточна для вырывания электрона из атома

$$E_{\gamma} < \varepsilon_{\rm e}$$
,

где ε_c — энергия связи электрона в атоме.

Сечение рассеяния, рассчитанное на один электрон, равно

$$\sigma_{\text{TOMC}} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e^{c^2}} \right)^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{электрон.}$$

Как видно из формулы, томсоновское рассеяние не зависит от длины волны.

Второй вид рассеяния (эффект Комптона) возникает в тех случаях, когда энергия лучей превосходит энергию связи электрона в атоме и можно считать, что рассеяние происходит на свободном электроне. Формула для дифференциального сечения комптоновского рассеяния имеет вид

$$\sigma_{\text{KOM}\Pi} = 2\pi r_{\epsilon}^{2} \left\{ \frac{1+\epsilon}{\epsilon^{2}} \left[\frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^{2}} \right\},$$

где

 $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}; \quad e = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}.$

Третий процесс — образование пар — имеет место при энергии γ-квантов больше одного *Мэв* и здесь нами не рассматривается.

Если параллельный пучек ү-квантов проходит через вещество, то любой из рассмотренных выше процессов приводит к выбыванию ү-квантов из пучка и интенсивность пучка ү-квантов падает. Знать ослабление пучка необходимо для того, чтобы выбрать оптимальную толщину поглотителя в мессбауэровском эксперименте, рассчитать эффективность детектора или подобрать фильтр для селективного поглощения того или иного рентгеновского излучения.

При фотоэффекте выбывание у-квантов происходиг вследствие их исчезновения, при комптоновском процессе вследствие их рассеяния. Нетрудно показать, что количество выбывающих у-квантов из пучка на длине dl равно

$$dN = N_0 S \left(\sigma_k + \sigma_{db} + \sigma_n \right) n dl$$
,

где сечение σ_k , σ_{Φ} , σ_n рассчитаны на один атом вещества, а *n* представляет собой число атомов в единице объема, N_0 и *S* соответственно плотность потока γ -кван-

тов и сечение пучка. Таким образом, количественная характеристика взаимодействия у-излучения с веществом дается полным сечением взаимодействия на атом вещества

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_{\oplus} + \sigma_n, \quad (\sigma_n = 0),$$

равным сумме сечений отдельных элементарных процессов. Величина, равная произведению полного сечения на копцентрацию атомов $\mu = \sigma n$, называется линейным коэффициентом поглощения у-излучения. Он представляет собой вероятность того, что квант провзаимодействует с веществом на единице пути. Аналогичным образом можно ввести линейные коэффициенты μ_{Φ} , μ_{h} , связанные с соответствующими сечениями так же, как μ связано с с.

Иногда вместо линейного коэффициента поглощения пользуются так называемым массовым коэффициентом поглощения, который равен µ/о, где о — плотность рассматриваемого вещества.

График, дающий в простой форме зависимость массового коэффициента поглощения от энергии у-квантов и атомного номера поглощающего вещества приведен в работе [14] (рис. 27).

Рассмотрим форму аппаратурной линии при регистрации квантов малой энергии. В линейных счетчиках, где амплитуда импульса пропорциональна энергии кванта, вызвавшего этот импульс, для моноэнергетических линий будут наблюдаться два пика: фотопик и комптоновский хвост. Фотопик расположен в области больших амплитуд импульсов (так как энергия кванта теряется полностью) и имеет амплитуд ное распределение, близкое к нормальному распределению Гаусса. Энергия, передаваемая электроном в комптон-эффекте, изменяется в широких пределах, в зависимости от угла соударения, но ү-кванты после соударения остаются еще достаточно жесткими, чтобы покинуть детектор. Поэтому комптоновское распределение имеет вид широкого хвоста в области малых амплитуд.

Для регистрации излучения почти во всей области энергий мессбауэровских у-квантов характерно то, что при этих энергиях практически отсутствует комптоновское рассеяние; а превалирующим процессом является фотоэффект, следовательно, даже при значительном поглощении у-квантов его энергия не изменяется и поэтому в аппаратурном спектре отсутствуют «растянутые» распределения и каждой энергии соответствуют четко выраженные пики.

Как мы уже отмечали выше, в некоторых случаях удобно исследовать резонансный спектр, используя вторичные процессы, происходящие при поглощении мессбауэровских ү-квантов: рентгеновское излучение или электроны внутренней конверсии.

Регистрация рентгеновских лучей ничем не отличается от регистрации у-квантов низких энергий.

Процесс внутренней конверсии состоит в следующем. При переходе ядра из возбужденного состояния в основное избыток энергии передается электрону, находящемуся на одном из ближайших к ядру уровней энергии. Электрон, получивший энергию и покинувший атом, называется конверсионным электроном. Кинетическая энергия конверсионных электронов определяется следующими условиями:

$$\begin{split} E_{K} &= E_{2} - E_{1} - W_{K} = h\nu - W_{K}, \\ E_{L} &= E_{2} - E_{1} - W_{L} = h\nu - W_{L}, \end{split}$$

где E_2 и E_1 — соответственно энергии ядра в возбужденном и основном состоянии, W_k и W_L — энергия связи электрона на K и L-уровнях энергии атома. Коэффициентом внутренней конверсии называется величина $\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$, т. е. отно-

шение числа конверсионных переходов к числу у-переходов за то же время.

Исследование резонансного спектра по электронам конверсии обладает преимуществом в тех случаях, когда сечение резонансного поглошения значительно больше сечения фотоэффекта, а коэффициент внутренней конверсии а для ү-лучей не очень мал.



§ 3. ДЕТЕКТОРЫ _У-КВАНТОВ С ГАЗОВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

Ионизационная камера. Энергия частиц определяется в ионизационной камере по величине импульса или ионизационного тока, создаваемого излучением в электрическом поле между электродами камеры. Для полного собирания электронов и ионов, образованных в рабочем объеме регистрируемой частицей, ионизационная камера должна работать в режиме насыщения.

В зависимости от назначения ионизационные камеры делятся на две группы:

 импульсные ионизационные камеры, в которых число частиц и их энергия измеряются регистрацией импульсов тока;

— интегрирующие ионизационные камеры, в которых измеряется ионизационный ток, возникающий при прохождении через камеру потока частиц за некоторый интервал времени.

Для определения отношения или разности двух ионизационных токов используют дифференциальные камеры, состоящие из двух ионизационных камер с общим собирающим (центральным) электродом. К высоковольтным (цилиндрическим) электродам подсоединяются потенциалы разных знаков.

Напряжение на выходе ионизационной камеры можно оценить по следующей формуле:

$$V_R = n \frac{E}{\omega} eR,$$

где *n* и *E* — соответственно число и энергия γ -квантов, проникающих в рабочий объем камеры, ω — энергия, необходимая для образования одной пары ионов (\sim 33 эв), *e* — заряд электрона в кулонах, равный 1,6 · 10⁻¹⁹, и *R* — сопротивление нагрузки, которое обычно выбирается равным 10¹³ ом. Например, для резонансного излучения ¹¹⁹Sn с энергией 23,8 кэв величина напряжения, рассчитанная по вышеприведенной формуле, составляет приблизительно 1,15 · 10⁻⁴ в. Для усиления этого импульса необходимы электрометрические усилители постоянного тока очень высокой чувствительности. Это и является одной из причин, вызвавших первоначально отказ от применения ионизационных камер в спектрометрии ЯГР.

В работе [10] предложен резонансный вариант ионизационной камеры. В ионизационную камеру цилиндрической формы вставляется несколько круглых слюдяных пластинок, покрытых с двух сторон радиатором SnO₂ с обогащенным до 65% изотопом ¹¹⁹Sn. Толщина покрытия пластинок 2,5 *мг/см*². Двуокись олова нанесена на пластинку осаждением смеси этого вещества в растворе спирта с небольшой добавкой клея.

Радиатор после резонансного поглощения γ-квантов от источника в виде SnO₂ излучает конверсионные электроны с энергией 19,6 кэв. Схема измерения приведена на рис. 28. Эффект измеряется или по величине тока при резонансном поглощении, или по времени разрядки электроскопа СГ-2М. Получаемый эффект резонансного поглощения в камере 70%. С применением компенсационной ионизационной камеры Франка, изображенной на рисунке с α -источником в правой камере, получается чистый мессбауэровский эффект — только резонансный ток. Камеры разделяются абсолютно черным фильтром из SnO₂ для уменьшения фона в правой камере. Фильтр, изображенный на чертеже, служит для селекции гока, либо только при положительной скоро-



Рис. 28. Схема включения резонансной ионизационной камеры. *S* – источник, *A* – поглотитель, *Ф* – фильтр-клапан; *I* – резонансная камера сти, либо при отрицательной (он закрывает источник на половину цикла скорости).

Отметим некоторые преимущества такого счетчика.

1. Отсутствует мертвое время и появляется возможность регистрировать значительные интенсивности.

2. Высокая стабильность рабогы и надежность долговременной эксплуатации.

3. Значительное упрощение элекгроники.

4. Малые габариты и дешевизна прибора.

Недостаток такой же, как у других резонансных счетчиков, — невозможность использования для другого изотопа.

Газовый резонансный детектор. Остановимся более подробно на принципе действия и конструкции газового резонансного детектора, его особенностях и преимуществе перед остальными системами регистрации.

Для наблюдения эффекта Мёссбауэра ү-лучи 23,8 кэв ¹¹⁹Sn представляют собой один из наиболее благоприятных случаев. Особенность схемы распада ¹¹⁹Sn (отсутствие жесткого ү-излучения, большой коэффициент внутренней конверсии и сравнительно большая энергия конверсионных электронов) дали возможность на основе соединений Sn создать эффективный детектор для регистрации мессбауэровских ү-квантов.

Детектор представляет собой плоский газоразрядный счетчик, работающий в гейгеровской области. Обращенные к нити поверхности его катодов покрыты тонким слоем какого-либо соединения олова (обычно: SnO₂, Mg₂Sn или BaSnO₃) с повышенным содержанием изотопа ¹¹⁹Sn.

Принцип работы резонансного счетчика заключается в том, что при облучении ү-лучами ¹¹⁹Sn его счет в значительной степени обусловлен регистрацией конверсионных электронов, возбужденных ядер ¹¹⁹Sn из внутреннего покрытия счетчика. Если источник и внутреннее покрытие счетчика находятся в одном химическом соединении, то максимум регистрации безотдачных ү-квангов осу-

84

ществляется, когда источник по отношению к счетчику неподвижен. В этом случае, поместив между источником и счетчиком движущийся поглотитель, можно измерять его мессбауэровский спектр.

Для получения высокого амплитудного разрешения в качестве внутреннего покрытия резонансного счетчика следует использовать вещества, имеющие спектры поглощения в виде одиночной линии естественной ширины.

Конструкция счетчика показана на рис. 29.

Счетчик собран на плексигласовом основании 1, в котором проточено сквозное отверстие диаметром 35 мм с пятью попереч-



Рис. 29. Конструкция газового резонансного детектора. 1 — плексигласовое основание, 2 — латунное кольцо, 3 — вольфрамовые нити. 4 — вакуумное уплотнение, 5 — крышка, 6 — вакуумный вентиль, 7 — патрубок, 8 — контакт

ными пазами. В пазы вставляются латунные кольца 2, затянутые металлизированной органической пленкой. Эта пленка служит катодом. На пленку нанесен слой одного из соединений олова (SnO₂, Mg_2Sn или BaSnO₃), обогащенного изотопом ¹¹⁹Sn. Счетчик состоит из нескольких секций (на рис. 29 их четыре). В средней плоскости секций на некотором расстоянии друг от друга натянуты две вольфрамовые нити 3, являющиеся анодом. Контакты от каждой пары нитей выведены наружу. К основанию счетчика на вакуумном уплотнении 4 присоединена крышка 5. На крышке смонтирован вакуумный вентиль 6 с патрубком 7 для подсоединения к системе наполнения газовой смесью и выведен контакт 8 от пластины, заземляющей латунные кольца.

Использование в качестве подложки органических пленок уменьшает нерезонансное ослабление у-линии, а наличие нескольких секций увеличивает эффективность счетчика путем увеличения поверхности, испускающей конверсионные электроны. Регистрация мессбауэровских квантов резонансным счетчиком имеет следующие особенности.

В случае использования резонансного счетчика зависимость ширины, наблюдаемой линии от толщины источника и поглотителя дается выражением $\Gamma_{\text{набл}} = \Gamma [1,47 + 0,135 (C_a + \delta C_s)]$, где Γ — ширина возбужденного уровня ядра, C_s и C_a — эффективные толщины источника и поглотителя, δ — коэффициент, зависящий от эффективной толщины резонансного счетчика $\delta \ll 1$, в то время как при обычном способе регистрации

$$\Gamma_{_{\mathrm{Ha}}\mathbf{6}\pi}=\Gamma$$
 [2 + 0,135 ($C_{a}+C_{s}$)].

Поэтому при использовании резонансного счетчика ширина наблюдаемой линии в спектре поглощения уменьшается, а ее фор-



Рис. 30. Зависимость величниы эффекта резонансного поглощения и наблюдаемой ширины линии Гокст от толщины поглотителя

1 — снятая на резонансном счетчике, 2 — при обычной регистрации ма остается весьма близкой к лоренцевой.

Опыты, приведенные с резонансным счетчиком, показали, что при работе с ним величина эффекта ε % резко возрастает (например, в случае белого олова в четыре раза) по сравнению с обычным методом регистрации и зависимость ε % от толщины поглотителя становится более резко выраженной (см. рис. 30): при этом значительно ослабляется влияние самопоглощения в источнике на ширину лании.

Резонансный счетчик показал в процессе эксплуатации высокую эффективность (вплоть до 40%) и большую надежность измерений, гак, например, с резонансным счетчиком отношение величины эффекта к статистической ошибке оказывается в 2 раза большей, чем при обычном способе регистрации.

Уровень счета из-за отказа от палладиевого фильтра повышается в 2—3 раза и составляет 30—50% от уровня счета на сцинтилляционном счетчике с палладиевым фильтром.

Достоинством счетчика является простота аппаратуры. В гейгеровском счетчике импульсы достигают по амплитуде нескольких вольт и достаточны для срабатывания пересчетных приборов, следовательно, отпадает необходимость в усилителях импульсов, так же как и в одноканальном анализаторе амплитуд импульсов. Кроме того, требования к стабильности высоковольтного питания значительно снижаются из-за наличия большого плато в характеристике счетчика (обычно длина плато порядка 150 в).

Широкое применение счетчика по схеме «а» ограничено тем, что в качестве радиатора подходят только соединения, имеющие большое значение *f* при комнатной температуре, а смена радиатора — довольно длительная процедура, связанная с откачкой и заполнением счетчика.

В 1964 г. в литературе появилось описание резонансного детектора для экспериментов по эффекту Мёссбауэра на источнике ⁵⁷Fe [15]. Это проточный счетчик Гейгера — Мюллера (длина плато 200 в с наклоном 3% на 100 в) с помещенной внутрь счетчика фольгой из нержавеющей стали толщиной 0,8 mz/cm^2 , обогащенной изотопом ⁵⁷Fe до 77%. Эта фольга резонансно поглощает почти все мессбауэровские кванты с энергией 14,4 кэв, падающие на нее. Переход сильно конвертирован ($\alpha \sim 9$) и счетчик детектирует конверсионные электроны с энергией 7,3 кэв, излучаемые фольгой. Счетчик наполнен легким газом — гелием с примесью изобутана для снижения чувствительности к рентгеновским лучам с энергией 6,5 кэв и жестким γ -лучам.

Пропорциональный счетчик. Пропорциональный счетчик обычно представляет собой цилиндр (катод), по оси которого натянута металлическая нить диаметром в несколько сотых долей миллиметра, служащая анодом. Для поглощения излучения счетчик заполняется легким газом.

Фотоны, попадающие в рабочий объем камеры, выбивают из молекул газа фотоэлектроны, которые, ускоряясь в электрическом поле, в свою очередь ионизируют газ, образуя электроны и положительные ионы. Их количество пропорционально энергии ү-квантов. На расстояниях порядка радиуса от нити поле становится настолько сильным, что возникает лавинный процесс ионизации. По достижении нити лавина прекращается и не распространяется вдоль нити.

Эффективность регистрации ү-квантов пропорциональным счетчиком определяется поглощательной способностью материала входного окна и газа-наполнителя. При регистрации фотонов малой энергии необходимо уделить основное внимание выбору материала окна, поскольку поглощение в материале окна ограничивает возможность регистрации. Для этой цели хорошо использовать бериллий, слюду, алюминий или алюминизированный майлар. Наполнителями обычно служат спектрально чистые газы: аргон, криптон или ксенон. Для регистрации мягкого излучения целесообразно наполнять счетчик аргоном, в этом случае эффективность регистрации ограничивается только входным окном и поэтому его необходимо делать очень тонким, можно использовать пленки из нитроцеллюлозы, формвара, миленекса, лавсана, днакрона толщиной от десятых долей до нескольких микронов и работать под давлением газа, близким к атмосферному. Для исследования жесткого излучения лучше использовать более тяжелые газы криптон и ксенон и для уменьшения рабочего объема работать под давлением выше атмосферного.

Наполнитель детектора влияет не только на эффективность регистратора, но и определяет вид аппаратурного спектра [17]. Это следует из того, что превалирующим процессом при поглощении является фотоэффект. Если у-квант выбивает электрон с К-оболочки, то последний получает энергию $E_e = E_y - E_K$. Снятие возбуждения с атома может осуществляться либо вылетом электрона Оже, если энергия возбуждения атома передается другому электрону, либо испусканием характеристического рентгеновского излучения. Если вылет фотоэлектрона сопровождается вылетом электрона Оже, то общая ионизация определяется их суммарной энергией и на выходе детектора возникает импульс, пропорциональный энергии у-кванта. В противном случае кванты флуоресценции поглотятся наполняющим газом, однако в этом случае имеется версятность того, что эти кванты вылетят за пределы рабочего объема детектора и тогда амплитуда импульса будет пропорциональна только части энергии, зарегистрированного у-кванта, а именно $hv - hv_K$, $hv - hv_L$, где hv_K , hv_L — энергии связи. В спектре образуются дополнительные пики, называемые «пиками вылета», причем основной пик соответствует вылету K_{α} -излучения, а менее интенсивный -- вылету К_в-излучения. Поэтому в качестве газа-наполнителя лучше подходит газ, у которого вероятность флуоресценции мала по сравнению с вероятностью вылета электронов Оже. Поскольку вероятность вылета электронов Оже увеличивается с уменьшением атомного номера, то наилучший аппаратурный спектр будет у счетчика, наполненного аргоном. Выход флуоресценции для K-оболочки аргона равен 0,11 \pm 0,01, криптона — 0,67 \pm 0.33. ксенона — 0.81 ± 0.05 .

Для стабилизации работы пропорционального счетчика к основному газу-наполнителю добавляют небольшое количество (порядка 10%) многоатомного газа, а для увеличения скорости дрейфа двуокись углерода.

На практике пропорциональный счетчик наполняют смесью двух или нескольких газов, например аргоном и метаном, ксеноном и метаном, смесью ксенона, метана и криптона при повышенном давлении. Если спектр мессбауэровского излучателя содержит, кроме резонансной энергии, жесткие ү-кванты, то необходимо предусмотреть в детекторе выходное окно, предназначенное для выпуска их без взаимодействия с катодом. Сквозная двухоконная конструкция обеспечивает отсутствие эмиссии флуоресцентного излучения, возникающего в результате фотоэлектрического поглощения излучения стенкой счетчика, расположенной против входного окна.

Амплитуда импульсов на выходе счетчика может быть записана как

$$V = \frac{\eta k N_e}{C + C_{\rm M}}$$

где η — постоянная, учитывающая разряд емкости через сопротивление нагрузки R (при достаточно большом $R\eta = 1$), e — заряд электрона, C и $C_{\rm M}$ — соответственно емкости счетчика и монтажа. Величина k называется коэффициентом газового усиления и в случае наполнения счетчика инертным и двухатомным газами в области k < 100 справедлива формула

 $k = de^{\alpha U},$

где U — напряжение на счетчике, а d н α — постоянные, зависящие от геометрии счетчика и свойства и давления газа наполнителя.



Рис. 31. Зависимость эффективности счетчиков от энергии.

I = 3 — сцинтилляционные счетчики: кристаллы NaJ(Tl) с толщинами соответственно 0,7 см; 0,1 см; 0,05 см; окно Ве — 127 мк; 4—6 — пропорциональные счетчики (4 — наполнение Xe 3000 мм рт. ст., активная длина 2,7 см, окно Ве 127 мк; 5 — Xe 300 мм рт. ст., 2,7 см, слюда 13 мк + Ве 127 мк; 6 — Кг 500 мм рт. ст., 2,7 см, слюда 13 мк + Ве 127 мк; 7 — счетчик Гейгера (Аг 500 мм рт. ст., 100 см, слюда 13 мк)

Рабочее напряжение питания пропорционального счетчика зависит от конструкции и давления газа-наполнителя. Например, счетчики, наполненные аргоном, работают при напряжении около 1000 в, а с ксеноновым наполнением — при вдвое большем напряжении.

Пропорциональный счетчик, хотя и несколько уступает сцинтилляционным счетчикам по некоторым характеристикам (меньшая эффективность, ограниченный диапазон измерения энергии, большее мертвое время), однако он обладает лучшим разрешением. В табл. 14 в качестве примера приведены результаты, достигнутые по энергетическому разрешению в работе [18] для характеристических излучений.

При использовании детекторов на близком расстоянии от магнитов, применяемых в спектрометрах ЯГР, пропорциональные счетчики предпочтительнее сцинтилляционных.

Таблица 14

Изотоп	⁵¹ Cr	⁵⁵Fe	²¹Ge	⁸⁵ Sr	100Gd	1#7Cs	RaD	181W	¹⁹³ Au
Энергия, кэв	2,0	5,86	9,25	13,75	22,11	32,05	46,7	57,15	66,2
Разрешение, %	10,5	6,9	5,9	5,1	4,1	3,5	2,94	2,92	2,7

На рис. 31 показана кривая зависимости эффективности счетчика от энергии. Уменьшение эффективности с увеличением энергии объясняется увеличением проникающей способности ү-лучей, снижение эффективности при малых энергиях связано с поглощением в материале входного окна. Область применения этого типа счетчика — от 3 до 80 кэв.

§ 4. ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА

Действие сцинтилляционого счетчика основано на применении в качестве детекторов излучений органических и неорганических сцинтилляторов. Вспышки света, возникающие в кристалле-сцинтилляторе под действием ионизирующих частиц, регистрируются фотоумножителем. Вспышки света вызывают фотоэмиссию с катода умножителя. Затем фотоэлектроны умножаются системой динодов благодаря механизму вторичной эмиссии, наконец, с анода сигнал снимается для подачи на внешнюю электронную схему.

К достоинствам сцинтилляционного счетчика следует отнести: широкий энергетический диапазон, пропорциональность между энергией ү-квантов и выходным импульсом, высокую эффективность и малое мертвое время. Наряду с этим счетчикам присущи и недостатки: низкое разрешение на малых энергиях, значительный временной дрейф, зависимость параметров от магнитных полей и температуры.

Для эффективной регистрации γ -квантов обычно применяют неорганические монокристаллы. Лучшим сцинтиллятором является йодистый натрий, активированный таллием. Он имеет высокий световой выход и относительно высокую плотность (ρ =3,67 e/cm^3) и содержит атомы с большим зарядом (Z=53). Кристаллы Nal(Tl) прозрачны к собственному излучению и имеют линейную характеристику. При использовании этих кристаллов необходимо помнить, что они очень гигроскопичны и для защиты от влаги их необходимо покрывать тонким слоем вазелинового масла или хранить в герметически закрытых контейнерах. Промышленность выпускает кристаллы различного диаметра с толщиной от 1 *мм* до очень больших кристаллов толщиной свыше 10 *см*. Способы обработки и распиловки кристаллов описаны в монографии Вяземского и др. [19]. Спектр излучения кристаллов NaI (T1) имеет среднюю длину волны $\lambda = 4100$ Å. Поэтому эти кристаллы используются в сочетании с фотоумножителем с сурьмяно-цезиевыми фотокатодами (например, $\Phi \ni Y - 11$, 13, 19 и др.).

Ограниченное применение нашли кристаллы CsI(Tl), которые по некоторым характеристикам уступают NaI(Tl): световыход в 3 раза меньше, чем у NaI(Tl), и кристалл имеет большое время высвечивания, но CsI(Tl) негигроскопичен и легко обрабатывается. Так как максимальная длина волн испускания этих кристаллов равна 5600 Å, то их необходимо использовать с фотоумножителем с висмуто-серебряно-цезиевыми фотокатодами.

Для регистрации мессбауэровских γ -квантов низкой энергии в присутствии жесткого излучения естественно использовать тонкие кристаллы. Из рис. 31 видно, что кристалл толщиной 0,1 см до энергии 50 кэв имеет эффективность 95%, а для 100 кэв только 30%, тогда как кристалл толщиной 0,7 см для 100 кэв имеет эффективность 100%. Для регистрации γ -квантов с энергией 14,4 кэв обычно применяют кристаллы толщиной 0,5 мм, а для излучения ¹⁹Sn ($E=23,8 \kappa$ эв) толщина кристалла выбирается 1 мм.

В работе [11] предложен резонансный счетчик, в котором сохраняются все достоинства, присущие этим детекторам, — малая чувствительность к ү-излучению и 100%-ная эффективность к конверсионным электронам, рождающимся внутри рабочего объема счетчика. Для приготовления сцинтиллятора используются тонкая пластинка из твердого раствора р-терфенила в полистироле толщиной 0,7 мм. Эта пластинка растворялась в толуоле и смешивалась с мелко дисперсным порошком SnO₂, служащим резонансным поглотителем. Затем смесь выпаривалась досуха на стекле. В результате получалась матовая пластинка гладкая с одной стороны, которая служила фосфором. При измерениях со счетчиком по схеме «а» был достигнут эффект 130%, по схеме «б» он составил 40%, эффективность счетчика оценена в 17%. Сцинтилляционный резонансный счетчик, в отличие от газового детектора в режиме Гейгера-Мюллера, позволяет различать на амплитудном анализаторе конверсионные электроны по энергии и дискриминировать нужную область энергий, что нельзя осуществить с помощью гейгеровского резонансного счетчика. Резонансные сцинтилляционные детекторы нашли ограниченное применение из-за невозможности использования в качестве добавки к сцинтиллятору соединений, имеющих неподходящий цвет или неудобных в смысле получения мелкого порошка (размеры частиц должны быть меньше пробега конверсионных электронов).

При использовании сцинтилляционных счетчиков в спектрометрах с магнитной камерой необходимо учитывать изменение параметров ФЭУ при воздействии магнитных полей. Для того чтобы избежать искажений, используют либо длинные световоды, либо применяют специальную защиту. Для защиты от слабого магнитного поля (несколько эрстед) применяют экраны из материалов с большой магнитной проницаемостью: Мягкое железо, отожженный пермаллой, мю-металл или трубки из мягкой стали, а при сильных полях защитные экраны составляются из нескольких стальных труб, разделенных трубками из ненамагничивающихся металлов (медь, алюминий). При работе с низкими температурами очень хорошие результаты достигаются применением сверхпроводящих экранов. Весьма важно, чтобы экран возвышался над уровнем фотокатода, причем степень экранирования высятет особенно сильно, если высота экрана над уровнем фотокатода, до значения, равного его диаметру (оптимальный случай выполняется, когда превышение равно диаметру).

Параметры сциитилляционного счетчика заметно меняются от температуры; например, увеличение температуры от комнатной на 1°С сопровождается изменением чувствительности на несколько десятых процентов, у некоторых ФЭУ это изменение может доходить до 2%. Поэтому, если сцинтилляционный счетчик работает в условиях резких колебаний температуры его необходимо термостатировать.

Для обеспечения спектрометрического режима работы счетчика сопротивления в цепи динодов и анода выбираются небольшими. Напряжение между всеми динодами кроме двух-трех первых и двух-трех последних распределяются равномерно. Напряжения на первых динодах выбирают так, чтобы получить максимальный сбор фотоэлектронов на первый динод системы умножения, а увеличение напряжения на последних каскадах позволяет расширить линейность световой характеристики.

При выборе сопротивлений для делителя необходимо учитывать их временную и температурную стабильность, поскольку изменение величины сопротивлений делителя вызывает дополнительную нестабильность коэффициента усиления ФЭУ, поэтому используются сопротивления МЛТ или проволочные сопротивления. Величины сопротивлений, задающих равномерное распределение напряжений на динодах, не должны отличаться друг от друга более чем на 3—5%.

В заключение параграфа отметим, что эффективность детекторов очень сильно зависит от стабильности источников питания. Так, для поддержания коэффициента газового усиления пропорционального счетчика в пределах 1% источник питания должен быть стабилизирован до сотых долей процента. В случае сцинтилляционного счетчика нестабильность источников питания сказывается на коэффициенте усиления фотоумножителя. Для ФЭУ с числом динодов 12 изменение напряжения питания на 1% вызывает изменение коэффициента усиления на 12%.

Поэтому для питания детекторов необходимо применять стабилизированные выпрямители или батареи. Для этих целей пригодны выпрямители отечественного производства BC-10 и BC-22, у которых при изменении напряжения питающей сети на 10% выходное напряжение изменяется только на 5.10⁻³%, дрейф при восьмичасовой непрерывной работе оценивается в 0,02%.

§ 5. ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Полупроводниковый детектор работает по тому же принципу, что и ионизационная камера. Рабочим объемом ионизационной ка-

меры является пространство между пластинами конденсатора, где имеется электрическое поле. То же самое имеет место для полупроводниковых детекторов, причем расстоянию между пластинами соответствует ширина потенциального электрического барьера, который образуется в зоне *p*—*n*-перехода.

Ионизирующие излучения при торможении внутри рабочего объема оставляют треки свободных носителей заряда (пар электрон-дырка). Заряды под действием электрического поля собираются на электродах.

Остановимся на механизме образования барьера в полупроводниках. Распределение электронов по уровням в кристалле зависит от температуры T и дается распределением Ферми

$$f(E) = \frac{1}{E - E_F}$$
, гле E_F — уровень Ферми.
 $1 + e^{-kT}$

Для чистого кристалла при температуре T имеется собственная проводимость, когда число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне и уровень Ферми лежит посередине запрещенной зоны ($E_F = E_0$ на рис. 32).



Рис. 32. Вероятность заполнения электронных уровней.

 E_V и E_e — нижняя и верхняя границы запрещенной зоны, E_0 — середина запрещенной зоны, $E_{\rm A}$ и E_{D^-} акцепторные и донорные уровни; a — собственная проводимость, δ — электронная проводимость (при T=0 донорные уровни полностью заняты), s — дырочная проводимость (при T=0 акцепторные уровни полностью свободны)

В случае кристаллов из атомов IV группы таблицы Менделеева при введении примесей из V группы пятый валентный электрон является лишним в решетке четырехвалентных атомов и занимает локальный, так называемый донорный уровень E_D непосредственно под границей зоны проводимости. Лишние электроны переходят в зону проводимости, и возникает примесная проводимость *n*-типа. Для кремния и германия она получается диффузией фосфора. Введение примесей из атомов III группы (акцепторов), например бора или алюминия делает кристалл *p*-проводящим.

В p-n-переходе образуется потенциальный барьер, так как E_F должен находиться на одном уровне во всем кристалле, а границы запрещенной зоны в обеих частях по разному расположены относительно E_F , значит они должны претерпевать скачок на месте p-n-перехода.

Механизм возникновения барьера легко понять из кинетики процесса: перепад концентраций носителей в граничном слое вызывает их диффузию через этот слой в проводник обратного типа, где оставшиеся после рекомбинации ноны образуют объемный заряд, который вызывает потенциальный барьер и прекращает дальнейшую диффузию. При подаче внешнего запирающего напряжения (положительного на *n*-проводник) электроны вытягиваются из зоны *p*—*n*-перехода внутрь *n*-проводника. Соответственно расширяется зона объемного заряда, пока разность потенциалов, создаваемая объемным зарядом, не достигнет величины внешнего напряжения. Ясно, что зона объемного заряда будет тем шире, чем меньше концентрация примесей, т. е. чем выше сопротивление материала.



Рис. 33. *рп*-детектор и *ріп*-детектор. *а* – объемный заряд, *б* – напряженность поля, *в* – потенциал, *г* – структура детекторов

Между областями p и n можно получить область собственной проводимости (*i*-область), если сделать концентрацию доноров и акцепторов равными $N_D = N_A$ (так называемая компенсация). Напряженность в этой области должна быть постоянной (рис. 33), поскольку здесь нет объемного заряда.

На рис. 33 только заштрихованная часть детектора содержит свободные носители в равновесном состоянии. Незаштрихованная часть обеднена свободными носителями и, если заряженная частица тормозится в области барьера, где имеется электрическое поле, то освобожденные заряды отсасываются полем (которое для неосновных носителей является ускоряющим). Для построения детектора необходимо создать p—n-переход непосредственно под поверхностью кристалла, чтобы частица потеряла как можно меньше энергии в нечувствительном слое. p—n-Детекторы производятся либо диффузией фосфора в тонкий поверхностный слой p-кремния, либо используется естественный— поверхностный барьер у кремния. p—i—n-Детекторы получаются путем дрейфа ионов лития в германий или кремний (p-типа). Средняя потеря энергии на создание одной пары носителей в Si и Ge примерно в три раза больше ширины запрещенной зоны. Это значит, что большая часть энергии заряженной частицы передается решетке. Распределение между электронами и фотонами флуктуирует и тем самым флуктуирует число пар. Напомним, что амплитудное разрешение счетчика, определяется как полная ширина на половине высоты фотопика

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\omega}{E}},$$

где E — энергия частицы, ω — энергия на создание одной пары нонов, n — число пар.

Что касается газовых пропорциональных счетчиков, то в полупроводниковых детекторах разрешение втрое лучше, так как ω в девять раз больше.

При включении полупроводникового детектора напряжение на детектор подается через большое сопротивление; маленькие импульсы зарядов, протекающие через детектор во время прохожде-



Рис. 34. Фрагмент спектра 57Со, снятый на полупроводниковом детекторе

ния заряженной частицы, через емкость связи поступают на зарядочувствительный предусилитель и далее на основной усилитель. Шумы детектора и входного каскада предусилителя ставят нижний предел возможной измеряемой энергии частиц, в настоящее время предел шума в системе детектор — предусилитель примерно равен 2 кэв. Это видно из спектра ⁵⁷Со, приведенного в [21] (рис. 34). На спектре видна мессбауэровская линия 14,36 кэв и рентгеновская линия 6,4 кэв. Это измерение спектра рекордно и по полученному разрешению (0,7 кэв).

Поверхностно-барьерные кремниевые детекторы имеют величину чувствительного слоя, зависящую от приложенного напряжения. Для р — Si толщина слоя колеблется от 50 до 300 мк при применении материала. С удельным сопротивлением от 100 до 10 000 ом/см.

Эти толщины позволяют проводить регистрацию α-частиц и β-частиц до энергии 500 кэв. Предел разрешения таких детекторов





а—на сцинтилляционном счетчике ФЭУ-35 с кристаллом NaI(TI) толщиной 0,2 мм; б—на пропорциональном счетчике СРТ-2; в—на германиевом детекторе с диффузией лития

с существующими предусилителями 7 кэв. Эти детекторы хорошо функционируют при комнатной температуре. Из-за малой чувствительности их к ү-квантам и полному поглощению мягких конверсионных электропов остается нереализованная возможность создания полупроводникового резонансного счетчика для мессбауэровского излучения.

Кремниевые детекторы с дрейфом лития Si(Li) имеют значительно больший чувствительный слой. Они работают и при комнатной температуре и при температуре жидкого азота (в последнем случае получено разрешение $3-5 \ \kappa \ s \ s$). Эти детекторы применяют для регистрации мягкого γ -излучения (до 50 $\kappa \ s \ s$). У них мертвый, нечувствительный слой значительно тоньше, чем у германиевых детекторов. Ge(Li) детекторы должны всегда находиться при низкой температуре (80° K) для ослабления уровня шума. Однако высокий атомный номер германия по сравнению с кремнием, большая толщина чувствительного слоя (до 1 *см*) и меньшее значение потери энергии на пару электрон-дырка делают применение Ge(Li) детектора предпочтительным в γ -спектроскопии.

Для сравнения приведем спектры излучения мессбауэровского ядра ^{125m}Te, полученные на сцинтилляционном счетчике и на Ge(Li) детекторе (рис. 35).

Кроме высокого разрешения по энергии полупроводниковые детекторы превосходят на порядок сцинтилляционные по временному разрешению (время нарастания импульса ~30 нсек). Важным преимуществом полупроводниковых детекторов является их безукоризненная работа в больших магнитных полях (нескольких тысячах гауссов).

В заключение еще раз подчеркнем существенные преимущестьа полупроводниковых счетчиков по сравнению с другими типами детекторов резонансного излучения: малая величина энергии, расходуемой на образование пары электрон-дырка и ее независимость в широком диапазоне энергии, и как следствие этого высокое энергетическое разрешение, крутой передний фронт выходного импульса и быстродействие, низкое напряжение питания, малые габариты и работоспособность детектора в сильных магнитных полях при низкой температуре и в вакууме.

ГЛАВА IV

УСТРОЙСТВО И РАБОТА МЕССБАУЭРОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА

§ 1. ТРЕБОВАНИЯ К СПЕКТРОМЕТРАМ ЯГР, ИХ ТИПЫ И СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

За последние годы достигнут значительный прогресс в совершенствовании практических методов спектрометрии ядерного ү-резонанса. Развитие в этой области идет как по линии усовершенствования отдельных узлов спектрометров, так и по созданию



Рис. 36. Упрощенная схема спектрометра ЯГР

S — источник. A — поглотитель, \mathcal{A} — детектор, I — генератор, 2 — вибратор, 3 — предусилитель, 4 — дискриминатор, 5 — пересустное устройство

спектрометров в целом. В настоящее время эксплуатируется множество самых различных по конструкции спектрометров, отличающихся друг от друга по степени автоматизации, стабильности, диапазону достигаемых скоростей и т. д.

Несмотря на столь большое количество вариантов спектрометров, основная логическая схема их не отличается от той, которая была предложена Мёссбауэром в его классическом эксперименте.

В этой главе мы рассмотрим характеристики основных узлов спектрометров, их различные варианты, разберем типы спектрометров и требования, предъявляемые к ним физическим экспериментом.

Упрощенная схема спектрометра $Я\Gamma P$ приведена на рис. 36. Источник S, жестко укрепленный на вибраторе 2, приводится в движение сигналами звукового генератора 1. Коллимированный пучок γ -квантов проходит через поглотитель A и регистрируется детектором \mathcal{A} , импульсы которого после предварительного усиления 3 подаются на дискриминатор 4, выделяющий исследуемую область энергии. Импульсы детектора, соответствующие различным скоростям движения, регистрируются пересчетным прибором 5. Если ядра исследуемого изотопа в источнике и поглотителе находятся в одинаковых условиях, то при нулевой относительной скорости линии излучения и поглощения полностью перекрываются и наблюдается максимальное резонансное поглощение. При отличной от нуля относительной скорости линии смещаются относительно друг друга на величину, определяемую эффектом Доплера. Величина этого сдвига, если пренебречь эффектами второго порядка, равна

$$\Delta E = E_0 \frac{v}{c} \cos \alpha,$$

где E_0 — энергия ү-квантов, v — относительная скорость, α — угол между направлением распространения ү-квантов и векторов скорости v. В этом случае линии перекрываются лишь частично и интенсивность резонансного поглощения уменьшается.

Измеряя интенсивность пропускания поглотителем ү-квантов в зависимости от скорости, мы находим форму линии резонансного поглощения, ее амплитуду, относительное положение, ширину, наличие расщеплений, обусловленных квадрупольными или магнитными взаимодействиями в источнике или поглотителе.

Наиболее удобно представлять результаты опыта в форме зависимости от скорости величины.

$$\varepsilon(v) = \frac{N_{\infty} - N_{v}}{N_{\infty}}.$$

Для измерения спектра резонансного поглощения обычно необходимы очень малые скорости, определяемые в основном шириной линии поглощения и ее положением. Диапазон исследуемых скоростей выбирается в зависимости от остроты резонанса, т. е. величины отношения Γ/E_0 .

Основными параметрами, определяющими качество работы спектрометров, следует считать диапазон возможных скоростей, разрешающую способность по скорости (шаг скорости), стабильность скорости, стабильность счета в каналах регистрации. Кроме того, сюда следует включить собственное энергетическое разрешение спектрометра, мертвое время и эффективность.

Под диапазоном возможных скоростей мы будем понимать в дальнейшем совокупность значений скорости от минимально возможной до максимальной, конечно в условиях полного отсутствия вибраций. Шаг скорости характеризует минимально возможное изменение при переходе от одной скорости к другой $\delta v = v_h - v_i$ (под стабильностью скорости подразумеваем отклонение скорости от номинального значения $\frac{\Delta v}{v}$). Эти три параметра зависят от характеристик приводов и они будут обсуждаться ниже.

Мертвое время характеризует максимальный временной интервал, на протяжении которого спектрометр остается нечувствительным к поступающей информации. Стабильность счета в каналах регистрации зависит в основном от стабильности во времени ширины канала дискриминатора и от величины дрейфа электронной аппаратуры.

Во всех мессбауэровских спектрометрах, особенно предназначенных для снятия спектров веществ с очень узкой линией, необходимо принимать специальные меры для устранения вибраций, которые могут значительно исказить спектр. Например, в экспериментах с ⁶⁷Zn даже очень малые вибрации со скоростью порядка 10⁻⁵ см/сек вызывают уширение линии на величину ширины самой линии.

Физический эксперимент предъявляет высокие требования к спектрометрам ЯГР. Выполнение этих требований приводит к созданию самых различных конструкций установок, которые можно подразделить по методу измерения спектров на два типа: спектрометры постоянной скорости и спектрометры переменной скорости.

В спектрометрах постоянной скорости исследуемый спектр получается в результате проведения серии последовательных измерений, в каждом из которых задается определенная скорость движения источника (или поглотителя) и регистрация осуществляется пересчетной схемой.

В спектрометрах переменной скорости скорость источника (поглотителя) в каждом периоде *T* измерения непрерывно убывает от максимального положительного до максимального отрицательного значения по линейному или гармоническому закону. Импульсы детектора, соответствующие разным мгновенным значениям скорости, распределяются по различным каналам многоканального анализатора и, таким образом, устанавливается однозначная связь между номером канала и величиной скорости.

Спектрометры ЯГР с переменной скоростью получили наиболее широкое применение, так как обладают достаточной точностью и дают возможность при заданном режиме автоматически регистрировать весь необходимый спектр резонансного поглощения в выбранном интервале скоростей. Спектрометры ЯГР постоянной скорости относительно просты и позволяют задавать скорость с высокой точностью, что дает возможность подробно исследовать небольшие участки спектра. Однако если измеряемый эффект мал и необходимый диапазон скоростей велик, а измерения ведутся в течение длительного времени, то к установкам предъявляют исключительно жесткие требования к стабильности электронной аппаратуры и затрачивается значительное время для контрольных измерений.

В спектрометрах с переменной скоростью требование к такой стабильности меньше, поскольку весь спектр снимается как бы одновременно.

Рассмотрение отличия спектрометров ЯГР от обычных у-спектрометров и сопоставление двух типов регистрации производится в работе [1].

Сопоставление достоинств и недостатков двух типов спектро-

100

метров ЯГР по двухбалльной системе приведено в табл. 15. Как видно, оба типа спектрометра более или менее эквивалентны друг другу по среднему числу достоинств и недостатков. Следовательно, вопрос о выборе спектрометра полностью определяется задачей эксперимента.

Τ	а	б	л	И	Ц	а	15
---	---	---	---	---	---	---	----

	Тил спек	Тип спектрометра	
Существенный параметр	постоянной скорости	перемен- нэй скорости	
Потери времени на калибровку	0	1	
Удобство работы для оператора	Ŏ	1	
Стабильность скорости	0	1	
Достижимая скорость	0	1	
Возможность измерения отдельных участков	1	0	
Стабильность ширины каналов	1	0	
Мертвое время	1	0	
Простота изготовления	<u> </u>	0	
Сумма дестоинств	4	4	

§ 2. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМ ДВИЖЕНИЯ

Для того чтобы создать доплеровское смещение энергии ядерного перехода при изучении скоростного спектра, необходимо источник или поглотитель привести в движение. Поэтому одной из наиболее важных технических задач спектрометрии ЯГР является конструирование приводов (вибраторов), которые позволяли бы получать точно контролируемые скорости. В зависимости от типа спектрометров различают приводы постоянной и переменной скорости. Как нами было отмечено, диапазон скоростей, необходимый для экспериментов, достаточно велик и охватывает скорости от *мм/сек* до 100 *см/сек*¹.

В тех случаях, когда скорости перемещения малы, можно использовать механические и гидравлические приводы. Это весьма удобно, когда возникает необходимость приведения в движение больших объектов, например криостатов или печей. Недостаток же, присущий механическим приводам, заключается в вибрации, уровень которой растет с увеличением скорости, и это приводит к ограничению возможного днапазона со стороны больших скоростей. Кроме того, применение зубчатых передач влияет на непрерывность движения (ограничение со стороны малых скоростей).

Гидравлические приводы хотя и свободны от некоторых недостатков, присущих механическим приводам, и обладают малым шумом, однако и в этом случае трудно получить скорость более

¹ В зависимости от метода, используемого для движения, различают приводы механические, гидравлические, электродинамические и пьезоэлектрические.

10 *мм/сек.* К тому же из-за изменения вязкости рабочей жидкости они очень чувствительны к колебаниям температуры, что ограничивает измерения кратковременными циклами порядка 10—15 *мин.* Например, изменение температуры на несколько градусов может привести к заметным сдвигам скорости.

Механические и гидравлические приводы имеют относительно массивные движущие части, поэтому существенную роль играют инерциальные эффекты. Это также приводит к ограничению рабочего цикла и возникновению трудностей работы на больших скоростях.

Очень малые скорости до 0,1 *мм/сек* удобно получать при помощи пьезоэлектрических кристаллов. Так как источник и поглотитель в этом случае жестко связаны, то случайные механические воздействия не могут вызвать их относительного движения, т. е. появляется возможность измерять очень узкие линии.

Для получения скоростей больше 2 см/сек применяются вибраторы, представляющие из себя различным образом модифицированные электромагнитные громкоговорители и генераторы или приемники механических колебаний (сейсмографы). Этот метод в настоящее время представляется наиболее перспективным. Благодаря дешевизне, простоте и надежности, отсутствию вибрации, электродинамические вибраторы имеют широкое применение в исследовательских лабораториях. Следует отметить еще одно достоинство их — они работают на звуковых частотах, обеспечивая максимальные скорости с общей амплитудой колебаний порядка 1—2 мм, что очень удобно, так как часто требуется иметь источник на очень малом расстоянии от поглотителя и детектора ү-квантов для того, чтобы получать высокую скорость счета при хорошей геометрии регистрации излучения.

При выборе того или иного типа привода необходимо учитывать специфику эксперимента, его задачи и тип спектрометра. Так, например, в спектрометрах переменной скорости чаще применяются электродинамические вибраторы, в то время как в спектрометрах с постоянной скоростью были ширско представлены механические и гидравлические приводы.

Создание универсального привода с широким диапазоном скорости при прочих удовлетворительных параметрах пока встречает ряд трудностей.

Приводы, таким образом, характеризуются следующими параметрами:

 тип привода (постоянной скорости или переменной скорости); 2) диапазон скоростей; 3) закон изменения скорости (для вибраторов переменной скорости); 4) стабильность скорости;
шаг скорости (приращение скорости); 6) точность определения скорости; 7) уровень вибраций.

Существуют и другие методы изменения частоты испускаемых квантов. Например, в случае, когда мессбауэровские линии очень узки (например, ¹⁸¹Та), для снятия спектра можно использовать температурное смещение, нагревая или охлаждая источник или поглотитель. Другая возможность изменения частоты у-квантов основана на релятивистском эффекте. В этом случае источник помещается в центре ротора, а поглотитель на краю диска. При вращении ротора возникает сдвиг, равный

$$\delta E = E_0 \, \frac{\omega^2 R^2}{2c^2} = E_0 \, \frac{\upsilon^2}{2c^2},$$

где ω — частота вращения ротора, R — расстояние от источника до поглотителя (раднус ротора). Эти методы нашли применение в специальных задачах.

§ 3. МЕХАНИЧЕСКИЕ И ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПРИВОДЫ

В первом эксперименте Мёссбауэра [2, 3] для создания движения с постояной скоростью использовался вращающийся диск, на краю которого укреплялся источник Q (рис. 37). Детектор регистрировал у-кванты, испущенные источником в момент прохождения небольшого участка М, где вектор линейной скорости можно считать направленным по касательной, а изменение частоты квантов, вызванное доплеровским сдвигом, величиной постоянной (этот участок на рис. 37, а выделен жирной чертой). Различная по величине и направлению скорость достигалась сменой числа оборотов и переменой направления вращения ротора. При вращении источника, укрепленного на краю диска, снимается проблема контроля инерционных эффектов, которые присущи возвратно-поступательному движению. Однако даже в самых благоприятных случаях трудно получить рабочий цикл, достигающий 50%. Если же требуется повысить точность задания скорости, то рабочий цикл еще более уменьшается. Преимущество этого привода состоит в том, то он, в отличие от других типов механических приводов, позволяет получать большие скорости (выше 100 см/сек).

Плавную регулировку скорости можно достигнуть при помощи привода, представляющего сочетание шагового винта с наклонной плоскостью (рис. 37, δ) [4]. В этом приводе используется реверсивный синхронный мотор, приводящий в движение каретку с помощью шагового винта, обработанного механически с высокой точностью. Плоскость жестко смонтирована на движущейся каретке, угол ее наклона можно плавно менять от 0 до 45°. Колодка, вращающаяся на основании удлиненного штока, плавно скользит вдоль наклонной плоскости, плотно прилегая к ней через тонкий слой масла. Одновременно с движением каретки назад и вперед удлиненный шток с закрепленным на нем поглотителем движется к источнику и от него.

В этом случае для скорости штока имеем

$$v = anl \operatorname{tg} \alpha,$$
 (4.1)

где a = const, l - шаг винта, n -число оборотов винта, $\alpha -$ угол наклона плоскости.

Таким образом, скорость штока можно регулировать как изменением угла наклона, так и изменением частоты вращения мотора.







Q — криостат с источником, укрепленный на краю ротора, A—криостат с поглотителем, A — детектор, M — участок траектории, используемый при измерениях; I — шаговый винт, 2 — каретка, 3—наклонная плоскость, 4 — колодка, 5 — шток



Рис. 38. Принципиальные схемы кулачковых механизмов. а) открытый кулачок в схеме спектрометра: I — кулачок, 2 — рамка; b) расчет профиля кулачка; в) пазовый кулачок: I — шток, 2 — палец. 3 — фигурный паз, 4 — цилиндр Широкое распространение получили приводы, основанные на кулачковых механизмах [5—7]. Анализ работы кулачкового механизма и необходимые для расчета профиля кулачка формулы приведены в руководствах по теории механизмов и машин (см., например, [8]). Принципиальные схемы движения с помощью кулачковых устройств показаны на рис. 38.

Кулачки бывают открытые, когда сцепление обеспечивается инерцией пружины, и пазовые. Для примера рассчитаем профиль кулачка, который позволит получить при равномерном вращении его с угловой скоростью движения с постоянным ускорением. В этом случае закон движения

$$s = a\alpha^2,$$
 (4.2)

где ,

 $\alpha = \omega_0 t$.

При этом скорость источника меняется линейно

$$v = \frac{ds}{dt} = 2\alpha\omega_0^2 t.$$

При фиксированном значении ω₀ параметр а определяет крутизну изменения скорости источника.

Если ведомое звено (поршень) имеет точечное соприкосновение с кулачком, то формула

$$R = R_0 + s = aa^2 + R_0$$

непосредственно является точным выражением для профиля эксцентрика. Практически удобно применять не точечное, а плоскостное соприкосновение поршня с кулачком. Закон перемещения штока при этом по-прежнему выражается формулой $s = a\alpha^2$, а профиль эксцентрика можно определить из следующих соотношений.

Согласно геометрическому построению

$$R = V \overline{(R_0 + s)^2 + r^2}.$$
 (4.3)

Из рис. 37 имеем

 $r = R \cos \gamma$,

где r — расстояние точки касания от оси; R — радиус-вектор, проведенный в точку касания; ү — угол, образованный радиус-вектором с плоскостью поршня. Как видно из плана скоростей,

$$\cos \gamma = \frac{v}{v_k} = \frac{v}{R\omega}$$

Тогда

$$r = \frac{Rv}{R\omega} = \frac{v}{\omega} = \frac{ds}{dt} \cdot \frac{dt}{d\alpha} = \frac{ds}{d\alpha}.$$
 (4.4)

Тогда, подставляя (4.4) в (4.3), получим

$$R = \sqrt{(R_0 + s)^2 + \left(\frac{ds}{d\alpha}\right)^2},$$

$$\beta = \alpha - \arcsin \frac{1}{R} \frac{ds}{d\alpha},$$

105

так как
$$\frac{ds}{d\alpha} = 2\alpha a$$
, то $R = V \overline{(R_0 - \alpha^2 a)^2 - 4a^2 \alpha^2}$ (4.5)

$$\mu \beta = \alpha - \arcsin \frac{2}{R} \alpha \alpha. \qquad (4.6)$$

Желаемый профиль кулачка может быть найден следующим образом. Полученное из формулы (4.5) R откладываем в полярных координатах под углом β , определенным из соотношения (4.6) при одном и том же значении a. Для нахождения профиля кулачка достаточно определить β в интервале $0 \leq \beta \leq \pi$. Зависимость $R(\beta)$ дает профиль кулачка.

Для иллюстрации применения кулачковых механизмов остановимся подробней на конструктивном осуществлении и характеристиках движения в механическом спектрометре с пазовым пространственным кулачком [5]. Кулачок находится на одной оси с контактным диском, служащим для коммутации счета и шкивом, на который передается вращение от мотора. Кулачок представляет из себя стальной цилиндр с пазом, образованным двумя идущими навстречу друг другу винтовыми плоскостями с одинаковым шагом (рис. 38, в). Кулачок приводится в равномерное вращение от мотора постоянного тока. Скорость вращения цилиндра изменяется грубо сменой шкивов и очень плавно изменением числа оборотов мотора. Система стабилизации напряжения достигается при помощи обратной связи тахогенератора и мотора.

На контактном диске имеется проводящий сектор, который поочередно запускает пересчетные схемы.

Размеры сектора меньше ¹/₃ периметра, что необходимо для исключения счета во время переходных областей (можно также использовать диск с тремя проводящими секторами, соединенных каждый со своей пересчетной схемой, однако в этом случае требуется большая точность в изготовлении этих секторов.).

1. При работе установки автоматически осуществляется переход от одной скорости к другой посредством таймера, который переключает шаговый искатель, а последний задает напряжение на мотор.

2. Автоматически также накапливаются показания счетчика, соответствующие разным величинам скорости, в разных электромеханических счетчиках, переключаемых тем же шаговым искателем.

Диапазон скоростей, получаемых на этой установке без заметных вибраций 0,02—30 *мм/сек* с использованием длины шага винта, — 2,12 и 5 *мм*.

К недостаткам кулачковых механизмов следует отнести значительную величину давления на поверхность соприкосновения звеньев и повышенный износ трущихся поверхностей, в связи с чем уменьшается долговечность механизма. Кроме того, при большой скорости движения возможно возникновение ударов движущихся частей друг о друга.

Для создания относительного движения между источником и поглотителем с постоянной и переменной скоростью можно использовать маятниковую систему.

Выбрав маятник достаточной длины и короткую дугу движения, можно получить хорошую аппроксимацию линейного движения и очень малую компоненту силы тяжести (так, чтобы система привода могла скомпенсировать ее).

Интересная конструкция привода постоянной скорости «маятникового» типа предложена Флинном [9]. В нем использован маятник, подвешенный на опорных призмах. Для создания движущей силы используется катушка с током, помещенная между полюсами постоянного магнита (поле 1300 э). Для того чтобы повысить частоту механических вибраций, влияние которых искажает величину задания скорости и уменьшает точность определения ее, необходимо, чтобы движущаяся часть маятника была жесткой. В силу указанных причин на маятник укрепляется магнит, а не катушка, так как последнюю изготовить в жесткой конструкции труднее. Чтобы обеспечить обратную связь, надо непрерывно измерять скорость, для этого в приводе используется серийный датчик скорости.

Привод, разработанный Флинном, позволил получить скорости вплоть до 1 см/сек и фиксировать их с точностью 10⁻³. Кроме того, массивная движущаяся часть установки позволяет устанавливать на ней небольшой нагреватель или криостат.

Примером использования маятникового привода в режиме линейно изменяющейся скорости (постоянное ускорение) может служить привод, описанный в работе [10]. Привод представляет из себя перевернутый массивный маятник. В качестве восстанавливающей силы используются плоские пружины, ход которых ограничивается стопорами. Когда маятник проходит через положение равновесия, стопор устраняет влияние одной пружины и маятник растягивает другую пружину. Система приводится в движение небольшим магнитным импульсом, который прилагается в то время, когда маятник проходит нулевое положение. Амплитуда маятника поддерживается постоянной при помощи системы из фотоэлементов.

Гидравлические приводы не приобрели столь широкого распространения, как кулачковые системы. Поэтому мы остановимся лишь на одном примере гидравлического привода, отличающегося простой конструкцией, малым шумом и вибрацией и высокой степенью точности задания скорости в диапазоне 0—10 *мм/сек* в течение периода измерения, составляющего 10—15 *мин* [11]. Блок-схема привода показана на рис. 39. Для переменной подачи давления в два масляных резервуара, содержащих рабочую жидкость 1, 2, используется балластная система 3, в которую из баллона 4 через двухступенчатый редуктор под давлением направляется газообразный азот. Рабочая жидкость может течь из резервуара в соответствующие камеры гидравлического цилиндра 5 двойного действия через дроссельные вентили. Когда жидкость поступает в одну из камер, то из другой она вытесняется в связанный с ней резервуар, который в это время сообщается с атмосферой. Схема управления 6, служащая для включения и выключения дроссельных вентилей, которые передают давление азота в масляные резервуары, запускается концевыми переключателями и обеспечивает возвратно-поступательное движение поршня. Скорость поршня регулируется дроссельным вентилем, который можно предварительно прокалибровать по скорости.



Рис. 39. Блок-схема гидравлического привода.

1. 2 — масляные резервуары, 3 — балластный резервуар, 4 — баллон с азотом, 5 — гидравлический цилиндр, 6 — схема управления возвратно-поступательным движением, 7 — концевые переключатели, 8 — электромагнитные клапаны, 9 — дроссельный вентиль, 10 — схема стробирования, 11 — пересчетный прибор, 12 — фотодиод, 13 — коммутирующия схема

Важное значение имеет выбор рабочей жидкости. Рабочая жидкость должна быть химически устойчива, иметь смазочные свойства и постоянную вязкость. Последнее требование вызвано тем, что расход жидкости определяет скорость перемещения, а изменение вязкости повлечет за собой изменение расхода жидкости.

§ 4. ЗАДАНИЕ ДВИЖЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ВИБРАТОРОВ

Уравнение движения электродинамического вибратора. Постепенно кулачковые системы в лабораториях были вытеснены электродинамическими вибраторами. Первоначально использовались громкоговорители, в дальнейшем применялись и другие системы, например, сейсмоприемники.

На рис. 40 схематически изображены два жестко связанных между собой громкоговорителя: 1 — управляющий и 2 — управляемый. Обозначим общую массу подвижной системы M, общий коэффициент упругости мембран K, массы дисков A и Б и их коэф-
фициенты упругости соответственно M_1 и M_2 , K_1 , K_2 и предположим, что диски A и B неподвижны друг относительно друга, т. е. K_1 и $K_2 \gg K$. Пусть на управляющий громкоговоритель действует сила

$$F\left(t\right) =aJ\left(t\right) ,$$

где J(t) — величина приложенного тока. Тогда уравнение движения системы запишется в виде

$$Mx - \eta x + kx = aJ(t). \qquad (4.7)$$

Здесь η — коэффициент трения, *x* — амплитуда колебания.

Для примера рассмотрим случай, когда ток изменяется по гармоническому закону $I = I_0 \sin \omega t$. В этом случае решение уравнения (4.7) имеет вид



Рис. 40. Принципиальная схема электродинамического вибратора.

$$x = rac{a J_0 \sin \left(\omega t + \delta
ight)}{\sqrt{(k - M \omega^2)^2 + \eta^2 \omega^2}}$$
: $\delta = rctg - rac{\eta \omega}{k - M \omega^2}$

Перепншем *x* в более удобной форме, обозначая собственную частоту системы $\sqrt{\frac{k}{M}}$ символом ω_0 :

$$x = \frac{aJ_0 \sin(\omega t + \delta)}{\sqrt{[M(\omega_0^2 - \omega^2)]^2 - \eta^2 \omega^2}}; \quad \delta = \operatorname{arctg} \frac{\eta \omega}{M(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (4.8)$$

Остановимся на некоторых частных случаях.

A) $\omega \ll \omega_0$; $\eta \omega \ll M (\omega_2^0 - \omega^2)$.

Здесь частота подаваемого напряжения много меньше собственной частоты системы ω₀ и трением можно пренебречь. Выражение (4.8) примет вид

$$x = \frac{aJ_0 \sin \omega t}{k} = \frac{a}{k} J(t),$$

т. е.

$$v = \frac{a}{k} \frac{dJ(t)}{dt}.$$

6) $\omega \ll \omega_0$; $\eta \omega \gg M (\omega_0^2 - \omega^2)$.

В случае, когда трение велико, имеем

$$x = -\frac{aJ_0\cos\omega t}{\eta\omega}; \ \delta = -\frac{\pi}{2},$$

^{1, 2—} громкоговорители, А, Б— каркасы катушек, 3, 4— центрирующие мембраны, 5— соединительный шток

т. е.

$$v = \frac{aJ_0}{\eta} \sin \omega t = \frac{a}{\eta} J(t).$$

Подобное же выражение для скорости, как нетрудно проверить, имеем и для резонансного случая, когда $\omega_0 = \omega$.

B)
$$\omega \gg \omega_0$$
; $\eta \omega \ll M (\omega_0^2 - \omega^2)$.

Если частоты приложенного напряжения намного больше собственной частоты системы и трением можно пренебречь, то

$$x \approx \frac{aJ_0 \sin \omega t}{M\omega^2}$$
; $\dot{x} = \frac{aJ_0 \cos \omega t}{M\omega}$.

Отсюда

$$v = \frac{a}{M} \int J_0 \sin \omega t \, dt = \frac{a}{M} \int J(t) \, dt.$$

Таким образом, в зависимости от характеристик подвижной системы скорость системы представляет либо производную от приложенного тока, либо интеграл, либо повторяет изменение тока.



Рис. 41. Смещение, скорость и ускорение в различных режимах работы вибраторов.

Режимы постоянной скорости: а) несимметричное треугольное (пилообразное) движение, б) симметричное треугольное движение. Режимы постоянного ускорения: в) несимметричное параболическое движение, г) симметричное параболическое движение Нетрудно заметить, что из рассмотренных случаев наиболее экономичным является работа при частотах $\omega \gg \omega_0$, гак как в этом случае можно получить при прочих равных условиях скорости во много раз больше, чем при $\omega \ll \omega_0$.

Некоторые усложнения возникают из-за существования собственных колебаний металлических дисков A и Б с частотами

$$\omega_A = \sqrt{\frac{k_1}{M_1}}$$
 и $\omega_B = \sqrt{\frac{k_2}{M_2}}$

относительно соединяющего их стержня.

Выбор формы движения. Электродинамические вибраторы могут рабогать как в режиме постоянной, так и переменной скорости.

Для получения движения с постоянной скоростью можно выбирать треугольные (по зависимости смещения от времени) импульсы тока (рис. 41,6). Частоты подаваемых импульсов долж-

ны быть меньше собственной частоты вибратора в соответствии с рассмотренным выше случаем А. Когда линия испускания значительно сдвинута по отношению к линии поглощения, удобнее питать вибратор пилообразными импульсами тока, так как в этом случае регистрация импульсов идет на одном пересчетном приборе (рис. 41,*a*).

При движении с переменной скоростью подвижная система вибратора за один цикл пробегает весь интервал необходимых скоростей и информация о счете импульсов детектора при разных скоростях непрерывно поступает в разные каналы многоканального анализатора.

Закон изменения скорости может быть либо гармоническим, либо линейным. Гармонический закон используется при работе на резонансной частоте вибратора (такая работа выгодна экономически).

Наиболее распространены установки с линейным изменением скорости, т. е. смещение представляет собой параболическую функцию времени. Точное параболическое движение получить легче, чем треугольное, так как оно представлено меньшим числом гармоник [12]. Это нетрудно видеть из нижеприведенных разложений в ряд Фурье параболического и треугольного сигналов.

Параболический	$u = \frac{8}{100} \left(\sin x + \frac{1}{100} \sin 3x + \frac{1}{1000} \sin 5x + \dots \right)$
сигнал:	π 3^3 5^3
Треугольный	$\mu = \frac{4}{10} \left(\sin x + \frac{1}{10} \sin 3x + \frac{1}{10} \sin 5x + \dots \right)$
сигнал:	π 3^2 5^2 5^2

Как было рассмотрено в случае **Б** ($v = -\frac{u}{\eta} J(t)$). вибратор в состоянии повторить форму подаваемого сигнала на частоте несколько ниже резонансной. Следовательно, на катушку необходимо подавать электрические сигналы треугольной формы. Система обеслечивает высокую степень линейности и стабильности формы скорости при глубокой отрицательной обратной связи, охватывающей измерительную катушку и задающий генератор.

Одной из возможных форм колебания является движение с пилообразным изменением скорости (рис. 41, в и рис. 42, а, б) [13]. Регистрация импульсов детектора производится в интервале t_1-t_2 . Затем подвижная система быстро возвращается в начальное состояние. Естественно, желательно уменьшить время возврата настолько, насколько это возможно, так, чтобы получить максимальный рабочий цикл. Однако экспериментально найдено, что время возврата не может быть сделано сколько угодно малым и нельзя вести счет на всем интервале t_1-t_2 , поскольку высокочастотные компоненты пилообразной волны вызывают «звон» механических частей системы, а это возбуждение необходимо снять до начала нового цикла счета.

Известно, что для любой волны, аппроксимирующей форму зуба пилы, но включающей ограниченное количество компонент ряда Фурье, среднеквадратичное отклонение от пилы будет максимальным, если мы используем эти компоненты с амплитудами, даваемыми Фурье-анализом пилы. Поэтому мы можем предположить, что наиболее удовлетворительная форма колебаний может быть получена пропусканием пилообразных колебаний через низкочастотный фильтр. Однако дело обстоит несколько иначе, потому что представляет важность только вопрос от отклонениях в области t_1-t_2 , отклонения же в области t_2-t_3 могут быть любыми. Например, в работе [13] расчетами на вычислительной машине показано, что если выбрать t_1-t_2 равным 100 единицам и $t_2-t_3=32$ едини-



Рис. 42. Выбор формы скорости. а) пила скорости, симметричная относительно нуля, б) форма волны, необходимая для предотвращения «Звона», в) первая производная от (б), г) вторая производная от (б), вторая производная к волне (н)

цам, то, используя только четыре компоненты Фурье, мы получим, что в области $t_1 - t_2$ среднеквадратичное отклонение от прямой линии может быть сделано равным 1%, а если использовать 8 компонент, отклонение уменьшается до 0,03%. Примерная волна показана на рис. 42,6. Следовательно, желательно синтезировать каким-либо образом волну, подобную этой. Электродинамический вибратор с ограниченной полосой пропускания был бы способен точно повторять форму колебания подаваемого сигнала.

Следует отметить, что дальнейшее ограничение на форму волны налагается условием

 $\int_{t_1}^{t_3} v dt = 0.$

Так, если $v_1 \neq v_2$, отрезок волны между t_2 и t_3 не может быть линейным; численными расчетами показано, что если $v_1=0,75v_2$, то для получения хорошей аппроксимации необходимо, чтобы t_2-t_3 было приблизительно равно t_1-t_2 в тех случаях, когда проксимация производится небольшим числом компонент Фурье.

Если волну, изображенную на рис. 42, б, продифференцировать дважды, мы получим колебания, изображенные на рис. 42, в и 42, г. На рис. 42, г волна между t_1 и t_2 приблизительно равна нулю, между t_2 и t_3 она представляет симметричную волну дисперсионного типа. Необходимую форму волны можно было бы получить, генерируя ступенчатую волну, воспроизводящую дисперсионную форму достаточно точно, разбив участок t_2-t_3 на очень большое количество отрезков и поддерживая на каждом отрезке определенный потенциал. Однако, анализируя разложение Фурье такой волны, можно заметить, что мы достигнем очень малого, разбив t_2-t_3 больше чем на две части, как это и показано на рис. 42, d. При ограничении числа отрезков можно уменьшить до нуля некоторые компоненты. Это дает нам то преимущество, что мы сможем избежать резонансов в механической системе. Но, с другой стороны, уменьшение некоторых компонент до нуля неизбежно приведет к тому, что оставшиеся компоненты будут иметь большие значения. В общем случае достаточно разбить интервал t_2-t_3 на две части и генерировать равные прямоугольные импульсы противоположного знака. Тогда при приведенных выше значениях t_1 , t_2 , t_3 гармоники выше восьмой не могут иметь амплитуду выше, чем 0,1%.

Таким образом, ДЛЯ получения пилообразной волны, лишенной высших гармоник, необходимо генерировать импульсы с формой, изображенной на рис. 42, д. Двойное интегрирование этого импульса при помощн операционных усилителей дает нам желаемую форму колебаний.

В некоторых случаях возникает необходимость более подробно исследовать отдельные участки резонансного спектра. Для этой цели приходится выбирать асимметричную форму волны (рис. 43). Для того чтобы получить импульс, изображенный на рис. 43, необходимо выработать генератором волну, показанную на рис. 43, *а*. Накло



Рис. 43. Асимметричная форма волны для исследования части спектра.

а) форма волны генератора, б) первый интеграл от (а), в) второй интеграл от (а)

волну, показанную на рис. 43, а. Наклон линейной области можно увеличить, выбрав несимметричное число интервалов.

Генераторы. Значительное число работ в спектроскопии ЯГР выполняется с помощью электромагнитного привода в режиме постоянного ускорения (параболическое движение). Преимущества такого рода движения заключаются в наличии плоского спектра в отсутствие розонансного поглощения и линейной зависимости номера канала многоканального анализатора от величины скорости.

Обычно для получения параболического движения генерируют симметричный треугольный сигнал напряжения и сравнивают с ним выходное напряжение датчика скорости, затем полученный сигнал ошибки используется для управления движением привода. Точность получаемого при этом хода изменения скорости не может превышать точности управляющего сигнала и поэтому желательно использовать генератор, обладающий как можно более высокой линейностью и стабильностью во времени.

Отечественная промышленность выпускает серийный НГПК-3, позволяющий вести работу как в режиме прямоугольных, так и треугольных колебаний на частотах 0—100 гц. Он имеет высокую стабильность по частоте (лучше 0,1%), по амплитуде выходного напряжения (не хуже $\pm 1\%$) и минимальное отклонение амплитуды выходного напряжения, равное 1% [14]. Этот генератор сконструирован на базе использования типовых усилителей постоянного тока УПТ-12.

Для повышения стабильности в ряде работ [15-17] предложены генераторы, собранные на базе серийных операционных усилителей (операционными усилителями служат усилители постоянного тока с усилением 10 на низких частотах и 1 на частоте 1 *Мгщ*), но с использованием в переходных цепях высокостабильных сопротивлений (металлопленочного типа с температурным коэффициентом ~ 10^{-5}) и конденсаторов (с диэлектриком из поликарбоната).



Рис. 44. Принципиальная схема генератора прямоугольных и треугольных импульсов.

1, 2 — операционные усилители

Генератор работает следующим образом (рис. 44) [16]. Первый операционный усилитель (1) включен на схеме как интегратор, второй (2) как компаратор. Если в какой-то момент напряжение на входе 2 положительное, то на его выходе оно также положительное и ограничено опорными диодами \mathcal{I}_1 и \mathcal{I}_2 до уровня +10 в. Это напряжение делится потенциометром и затем интегрируется усилителем 1.

Выходное напряжениє последнего отрицательно и линейно изменяется во времени. Когда выходное напряжение 1 достигает уровня — 10 в, напряжение на входе 2 сменит знак и интегратор будет выдавать напряжение, линейно нарастающее до уровня + 10 в. Таким образом, выходной сигнал компаратора будет иметь прямоугольную форму, а выходной сигнал 1 — треугольную.

При указанных значениях сопротивлений и конденсаторов ча-

стота регулируется в пределах 1—25 гц. Получаемая частотная и амплитудная стабильность и линейность генератора не хуже ±0.1%.

Основная трудность при использовании генератора, задающего движение, в обеспечении сихронизации скорости и номера канала многоканального анализатора, используемого во временном режи-



Рис. 45. Схема спектрометра Канкелайта.

1 — предусилитель, 2 — импульсный усилитель, 3 — одноканальный дискриминатор, 4 — кварцевый генератор, 5 — усилитель мощности, 6, 7 — операционные усилители, L_1 — задающая катушка, L_2 — измерительная катушка

ме. Эта проблема снимается в методе получения треугольного сигнала для спектрометра с помощью многоканального анализатора. Рассмотрим один вариант этого метода (рис. 45).

В большинстве многоканальных анализаторов общее число каналов можно разделить на две или четыре равные группы. Это делается путем введения двух триггеров с двумя устойчивыми состояниями, каждый из которых соответствует выбранной четверти числа каналов или одного такого триггера, устойчивые состояния которого соответствуют двум половинам анализатора. Если при работе во временном режиме кварцевый генератор закрывает последний канал первой половины анализатора, то триггер переходит из одного устойчивого состояния в другое, при открывании первой половины, после закрытия последнего канала второй половины, триггер опрокидывается обратно. На выходе триггера вырабатывается прямоугольный сигнал.

На рис. 45 показано, как этот сигнал снимается с многоканаль-

ного анализатора через достаточно большое сопротивление, чтобы устранить влияние последующих цепей на работу многоканального анализатора. Один операционный усилитель служит для улучшения формы прямоугольного сигнала с помощью двух полупроводниковых стабилитронов, а другой — интегрирует прямоугольный сигнал с помощью *RC*-цепи. Таким образом формируется треугольный сигнал.

В другом варианте этого метода [18] для управления движением привода используется аналоговый сигнал напряжения от адресных счетчиков, являющийся пилообразной функцией времени. Поскольку этот сигнал вырабатывается адресными счетчиками, он однозначно связан с номером канала.

Схема получения треугольного сигнала с помощью многоканального анализатора, кроме жесткой синхронизации, обладает высокой стабильностью. Однако ее применение ограничено тем, что многоканальный анализатор должен работать в режиме с временным разделением каналов, на что рассчитаны не все марки анализаторов. Кроме того, эта схема требует применения анализатора даже для насгройки и проверки вибратора.

Коррекция скорости системой обратной связи. В спектрометрах, использующих электродинамический вибратор, осуществляется контроль за скоростью с помощью измерительной катушки, жестко скрепленной с движущимся поглотителем (или источником), которая измеряет скорость по величине электродвижущей силы. индуцируемой при движении в обмотке катушки. Напряжение с измерительной катушки, пропорциональное ее скорости, подается через схему обратной связи на вход усилителя, управляющего задающей катушкой. На входе усилителя задающее напряжение и ЭДС измерительной катушки складываются в противофазе и образуют сигнал ошибки. В результате подвижный элемент привода перемещается со скоростью, пропорциональной разностному напряжению (сигналу ошибки). Это смешивание сигналов можно осуществить, пропуская задающий (треугольный) сигнал через незаземленную измерительную катушку. На рис. 45 [15] треугольный сигнал, сформированный для подачи на вибратор, проходит через измерительную катушку, сопротивление 100 ком, емкость 3 мф, отделяющую постоянную составляющую сигнала, через регулируемый фильтр низкой частоты ($C = 0, 1 \, M\phi, R = 25 \, \kappa o M$) на усилитель мощности 5, обеспечивающий достаточную величину скорости задающей катушки.

Аналогичная схема использована в работе [19], но здесь задающим является прямоугольный сигнал, т. е. скорость получается постоянная (рис. 46, *a*).

Цепь обратной связи усилителя разностного сигнала 1 настроена на резонанс привода, т. е. срезает резонансные частоты в сигнале.

Система обратной связи, использующая промышленные усилители постоянного тока УПТ-12, осуществлена в работе [20] (рис. 46, б). В качестве вибратора использовался генератор механических колебаний ГМК-1. Источник укреплялся на стержне, соединяющем измерительную и задающую катушки громкоговорителя.

Электрический сигнал треугольной формы с частотой $v = 10 \ ru$ от генератора периодических колебаний НГПК-3 поступал на один конец суммирующего потенциометра R_1 . На второй конец этого по-



Рис. 46. Схемы обратной связи. L₁ — задающая катушка, L₂ — измерительная катушка, I, 2 — операционные усилители, 3 — генератор, 4 — осциллограф

тенциометра поступал в противофазе усиленный усилителем постоянного тока УПТ-12 сигнал с измерительной катушки L_2 пропорциональный скорости движения катушки. С движка потенциометра сигнал рассогласования поступал на усилитель мощности типа УПТ-12 и затем на задающую катушку L_1 генератора ГМК. Таким образом, вся система охвачена 100%-ной отрицательной обратной связью. Закон изменения скорости движения катушки повторяет закон изменения электрического сигнала, снимаемого с генератора.

Емкость C_1 разрывает связь усилителей по постоянной составляющей и тем самым устраняет влияние медленного дрейфа нуля на задающую катушку. Корректирующие цепочки R_2 , C_2 устраняют фазовые искажения.

Форма скорости контролируется осциллографом типа C1-4. Система позволяет получать скорости от долей миллиметра до 6 *см/сек* без заметных отклонений от заданного закона изменения скорости (нелинейность скорости ≪0,3%).

Конструктивное выполнение электродинамических вибраторов. Первые электродинамические установки состояли из двух акустически связанных громкоговорителей [21]. Источник укреплялся на звуковой катушке одного из громкоговорителей. Колебания источнику передавались за счет воздушной связи с управляющим громкоговорителем, питаемым с генератора звуковой частоты. Для изолящии от посторонних звуковых источников оба громкоговорителя помещались в коробку из пенопласта.

В дальнейшем бумажные диффузоры громкоговорителей изъяли, а магниты стали жестко крепить «спина к спине» распорками из немагнитного магериала, при этом обе звуковые катушки прочно соединялись легкой алюминиевой трубкой, проходящей через сквозные отверстия в магнитах. Рис. 47 изображает поперечный разрез такого устройства [22].

Два цилиндрических постоянных магнита 4 и 8 (внешний диаметр 200 мм, внутренний — 140 мм, длина 120 мм, материал — сплав магнико) при помощи магнитопроводов 3, 9, 5 и 7 из стали армко создают в кольцевых зазорах поле 8 кэ (сечение зазора 4×10 мм²). В зазорах расположены катушки 2 и 10, закрепленные пружинами 1 и 11 и жестко связанные между собой трубкой 6. На каркасы из дюралюминия с диаметром 60 мм, длиной 30 мм намотаны обмотки задающей катушки с сопротивлением по постоянному току 500 ом (2000 витков из провода ПЭВ-2 диаметром 0,13). Упругая подвеска катушек выполнена в виде трех плоских пружин из фосфористой бронзы (толщина 0,8 мм, ширина 8 мм), закрепленных на кольцевых обоймах. Выбор жесткости пружин зависит от максимально требуемой скорости и от метода преобразования тока в скорость в движущей катушке (дифференцирование, интегрирование, резонанс). Форма пружин тщательно подбирается в целях обеспечения равенства скоростей в двух направлениях. Приведенная конструкция вибратора позволила на рабочей частоте v=10 ги в режиме дифференцирования получать постоянные скорости до 30 *см/сек* с амплитудой колебания до 7,5 *мм*. При работе в других режимах жесткость пружин может быть значительно уменьшена и диапазон скорости увеличен. Для демпфирования в моменты изменения знака скорости одна секция измерительной катушки замкнута на переменное сопротивление. В первоначальных вариантах подобных установок использовались электромагниты. Практика эксплуатации показала, что удобнее пользоваться постоянными магнитами, так как в этом случае уменьшаются размеры вибратора, а скорость движения источника становится более стабильной.

Каркасы катушек и их крепление с трубкой, несущей источник, должны быть достаточно жесткими, чтобы обеспечивать гашение паразитных вибраций. Паразитные вибрации могут накладываться на пилообразную форму скорости, например, в виде «звона», а также могут вызвать фазовой сдвиг истинной и измеряемой скорости.

Ширина магнитного зазора между катушками и магнитами колеблется в зависимости от конструктивных особенностей вибратора от 1 до 5 *мм.* Поле в зазоре обычно порядка 5—10 кэ. Важными условиями являются постоянство поля по высоте зазора и однородность намотки катушек, что позволяет сохранять линейную зависимость индуцированного напряжения в катушке от скорости движения.

Сказанное относится к катушкам с длиной обмотки меньше высоты зазора, которые при движении остаются далеко от края. Если нужно иметь большое омическое сопротивление катушки (сопротивление нагрузки для НГПК — 5 ком) или требуется высокая чувствительность катушки, то удобнее наматывать длинные катушки с большим количеством провода, соблюдая условие того, чтобы при любой амплитуде движения витка катушки простирались до областей, где рассеянные магнитные поля пренебрежимо малы.

На рис. 48, а изображен вибратор [19], состоящий из одного цилиндрического магнита 6, внутрь которого вставлен железный керн 4, образующий два магнитных зазора с противоположных сторон. Катушки 2, 3 намотаны на общем каркасе 1. Ширина зазора 1 мм, длина зазора 6 мм, длина катушки 2 мм (максимальная амплитуда движения ±5 мм). Кроме того, с двух сторон от измерительной катушки намотана дополнительная катушка для ограничения помех, включенная навстречу измерительной.

Описываемый вибратор, работая в режиме постоянной скорости, при общем весе подвижной части $\sim 10 \ e$ перекрывает диапазон скоростей до $\pm 1 \ em/cek$. В течение одного периода колебаний регистрация у-квантов осуществляется только при одном знаке скорости, возврат осуществляется с помощью концевых переключателей 7, время обратного хода составляет 5% периода колебаний.

Подвижным элементом может быть и постоянный магнит, а катушка — неподвижным. На рис. 49, а движение по-прежнему задается громкоговорителем, а в качестве измерителя скорости используется линейный трансформатор с подвижным сердечником.

118



Наконец, измерительная и задающая катушки могут быть помещены в одном зазоре, но для предотвращения взаимного влияния обе катушки должны быть разделены кольцом из мягкого железа [23]. На рис. 48, б цифрами 7 и 8 обозначены задающая и измерительная катушки. Масса подвижной части вибратора примерно 1 г, жесткость мембран из нержавеющей стали приблизительно 1 кг/мм. Диапазон полученных скоростей 10-3—1 см/сек. Амплитуда шума при скорости



0,001 *см/сек* составляет 5%. Для уменьшения шума вибратор помещается в звукоизолирующем ящике, при этом амплитуда шума понижается до 10⁻⁶ *см/сек*.

Одним из самых больших недостатков электродинамических мессбауэровских спектрометров является так называемый дрейф скорости, вызываемый дрейфом положения подвижного узла вследствие длительного накапливания погрешностей второго порядка.



Рис. 48. Разные варианты расположения катушек в вибраторе

а) 1 — каркас, 2 — задающая катушка, 3 — измерительная катушка, 4 — сердечник из мягкого железа, 5 — кольца, 6 — постоянные магниты, 7 — концевые выключатели, 8 — центрирующие пружины, 9 — источник;
 б) 1 — постоянии в магнита 2 — постояния;

б) 1 — постоянный магнит, 2 — ярмо из мягкой стали, 3 — мембрана из нержавеющей стали, 4 — алюминиевый корпус, 5 — поглотитель, 6 — источник, 7 — задающая катушка, 8 — измерительная катушка, 9 — латунная пластина

В работе [18] сконструирован привод, свободный от этого недостатка (рис. 50). Каждый цикл скорости начинается при одном и том же положении подвижного узла спектрометра. Это достигается путем синхронизации входного сигнала, подаваемого на звуковую катушку, с импульсами от фотоэлемента, контролирующего положение подвесного узла спектрометра. Остановимся подробней на работе этого спектрометра.

а) Работа в режиме постоянного ускорения. Для получения постоянного ускорения аналоговый ступенчатый сигнал адресного счегчика 1 вначале подается в операционный усилитель 3, чтобы усилить папряжение для получения требуемого диапазона скоростей и устранить влияние вибратора на многоканальный анализатор. Переключатель К соединяет выход усилителя 3 со входом усилителя 4



Рис. 49. Варианты вибраторов для ЯГР-спектрометров.

 а) использование в вибраторе линейного трансформатора с подвижным сердечинком: 1— каркас громкоговорителя, 2— шток, 3— сердечник линейного трансформатора, 4— катушка линейного трансформатора, 5— центрирующие винты. 6— крепление трансформатора, 7— магнитопровод громкоговорителя, 16— катушка громкоговорителя, 9— «паучок». 10— гайка, 11— трубка из нержавеющей стали, 12— втулка; 5) разрез стандартного сейсмоприемника СПМ-16 через регулируемое сопрогивление, которое служит для контроля за диапазоном скорости.

Положение катушки громкоговорителя в начале каждого цикла фиксируется фотоэлементом, на который через щель в сердечнике подается свет от лампы (используется только одна щель). Фотоэлемент запускает импульсный генератор, который возвращает адресные счетчики в исходное положение, и цикл скорости начинается сначала.



Рис. 50. Электрическая схема спектрометра.

 L_1 — задающая катушка, L_2 — измерительная катушка, L_3 — контрольная катушка, K — ключ режимов работы, I — выход аналогового сигнала адресного счетчика, 2 — вход сигнала сброса адресного счетчика, 3, 4 — операционные усилители, 5 — сердечник измерительной катушки, 6 — источник света, 7 — фото элемент, 8 — генератор, 9 — схема формирования прямоугольного сигнала

б) Режим постоянной скорости. Входной сигнал прямоугольной формы создается электронной схемой 9, которая управляется фотоэлементом 7 (используются две щели в сердечнике). Управлением генерацией прямоугольного сигнала с помощью фотоэлемента полностью исключается дрейф положения, поскольку стабилизируется начало и конец каждого хода.

Во многих отечественных лабораториях в качестве вибратора используется выпускаемый промышленностью генератор механических колебаний типа ГМК-1. Прибор состоит из двух электродинамических систем: задающей и измерительной, каждая электродинамическая система состоит из магнитной цепи, аналогичной магнитной цепи громкоговорителя и подвижной катушки (сопротивление подвижных катушек по постоянному току: задающей — 15 ом, измерительной 450 ом). Каркасы катушек жестко связаны между собой при помощи алюминиевой соединительной трубки, на свободный конец которой навинчивается держатель образца. Подвес и центровка каждой катушки выполнены с помощью фигурной текстолитовой шайбы. Допустимая амплитуда колебаний не более 1 мм. Электрическая мощность задающей системы 3 от. Чувствительноть измерительной катушки не менее 0,08 в сек/см. Резонансная частота подвижной системы прибора около 85 ги. Частотная характеристика э. д. с. подвижной катушки измерительной системы в диапазоне частот 100—3000 гц имеет отклонение от линейности не более 2 дб относительно 1000 гц.

Выше уже описывалась установка с использованием ГМК-1 [20], на которой в режиме постоянного ускорения получены скорости до 6 *см/сек*. При изменении скорости по гармоническому закону на вибраторе ГМК-1 достигаются скорости 20 *см/сек* [24].

В качестве удобного и компактного вибратора можно использовать стандартный сейсмоприемник типа СПМ-16 [25]. Ход подвижной части, состоящей из двух катушек и соединительного штока, составляет около 1,5 мм. Можно легко получить ход до 5 мм, удлинив и подняв гнезда, на которых закреплены центрирующие мембраны. Однако надо иметь в виду, что форма этих мембран не обеспечивает идеального центрального движения, вследствие чего дальнейшее увеличение хода нецелесообразно.

В настоящее время разработано несколько типов ядерных у-резонансных спектрометров для научных исследований и прикладных задач [26]. В электродинамическом вибраторе спектрометра AMOC-1 отсутствуют упругие пружины, удерживающие подвижную часть вибратора, при этом подвижной каркас системы с задающей и контрольной катушками свободно перемещается по магнитопроводу, служащему направляющей прямолинейного движения. Применение подобной системы позволило исключить дрейф среднего положения подвижного каркаса, существенно улучшить отработку формы скорости и упростить юстировку и эксплуатацию вибратора. При нагрузке на подвижную систему вибратора до 50 г отношение фронта нарастания прямоугольного импульса скорости (спектрометр работает в режиме постоянной скорости) к длительности рабочего участка не превышает 15% при скорости 20 см/сек. Отклонение скорости от заданного значения на уровне 1 см/сек не выше 0,1%.

Спектрометр ЯГРС-1 рассчитан на автоматическую работу в режиме постоянных скоростей до 30 см/сек при минимальном шаге прохождения скорости 0,025 мм/сек.

Спектрометр ЯГРС-2, ныне поставляемый Всесоюзной конторой «Изотоп» под названием «Юпитер», в режиме постоянных скоростей обеспечивает скорость до 10 см/сек при минимальном шаге 0,05 мм/сек и в режиме постоянного ускорения до 20 см/сек. При этом допустимая нагрузка не превышает 100 г.

В режиме постоянных скоростей работа спектрометра полностью автоматизирована: предусмотрено автоматическое прохождение спектра или его отдельных участков с выводом в каждой точке спектра на цифропечатающее устройство интенсивности γ-излучения или величины эффекта резонансного поглощения. При измерении интенсивности излучения имеется возможность проведения реперного измерения (при скорости, нарушающей условие резонанса).

В режиме постоянных ускорений спектрометр рассчитан на работу с многоканальным анализатором типа АИ-256 или любым другим анализатором, имеющим временной режим работы.

Спектрометр выполняется в виде следующих функциональных узлов, рассчитанных на целевое автономное использование:

а) электродинамический вибратор с бложом управления;

б) блок регистрации излучения;

в) блок программы и формы задающего сигнала скорости;

г) блок автоматической обработки информации с выводом на цифропечатающее устройство БЗ 15.

§ 5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ В КАЧЕСТВЕ ВИБРАТОРОВ

Первоначально пьезоэлектрические вибраторы использовались только для получения малых скоростей. Они применялись в опытах по измерению веса фотонов, по изучению поперечного эффекта Доплера [27—29]. Паунд в опытах по измерению температурного сдвига [27] использовал керамический цилиндр длиной 10 см со стенками толщиной 1,5 мм и диаметром 4 см. Между посеребренными внутренней и внешней поверхностями цилиндра прикладывалось переменное напряжение с амплитудой до 100 в. При этом получались скорости порядка 1 мм/сек.

В работе [28] использовалась пластинка из керамики титанатоцирконата свинца, получались скорости того же порядка. Первым применил пьезоэлектрический датчик Руби [29], возбуждая кварцевую пластинку на частотах 10 *Мгц* для частотной модуляции *γ*-лучей. Но кварц не обладает сильными пьезоэлектрическими свойствами, и переменные скорости могут быть получены только на очень высоких частотах.

Сегнетоэлектрические керамики, ориентированные электрически, обладают сильными пьезоэлектрическими свойствами и, возбуждая их на резонансной частоте, можно получить смещение в Q раз больше, чем при том же напряжении в отсутствие резонанса (Q -отношение π к логарифмическому декременту затухания свободных колебаний).

Впервые весь спектр расщепления в железе на пьезоэлектрическом спектрометре измерили Джерсон и др. [30]. Они использовали стержень из поляризованной керамики на основе титаната-цирконата свинца длиной 7 см, сечением $0,6 \times 0,6$ см. На две длинные параллельные стороны нанесено серебро в качестве электродов. Стержень зажимался в средней точке и в нем возбуждались продольные колебания на резонансной частоте 22 кгц. Скорость торца стержня рассчитывалась по формуле

$$v = \frac{S^E_{\parallel}L \cdot J_i}{2Ad_{31}},$$

где v — скорость в $m/ce\kappa$, L — длина стержня в метрах, A — площадь электродов в m^2 , S_{\parallel}^E — упругая податливость в m^2/μ , J_i — мгновенный ток через стержень в амперах, d_{31} — пьезоэлектрический коэффициент в κ/μ .

Эта формула справедлива при условиях, что ток находится в фазе с напряжением (сопротивление активно) и что колебания гармонические. Импеданс рабочего стержня оказался активным и равным 1400 ом. Смещение в резонансе у данного стержня увеличивалось в Q = 100 раз. Скорость изменялась регулировкой возбуждающего напряжения порядка 1 в.

Преимущества резонансного способа задания скорости следующие:

1. На резонансной частоте для перекрытия огромного диапазона скорости нет необходимости в высоких напряжениях.

2. Резонансная частота является напвысшей частотой, возбуждаемой пьезоэлектрическим способом, благодаря чему при данной амплитуде смещения торца стержня достигается максимальная скорость. Предел скорости устанавливается разрушением (при деформации $1 \cdot 10^{-3}$). Если взять при растяжении запас прочности 3, т. е. деформацию $3 \cdot 10^{-4}$, то $v = 100 \ cm/ce\kappa$. Предел не зависит от длины стержня, так как чем он короче, тем выше частота и меньше амплитуда смещения. Поскольку стержень изготовлен из материала сегнетоэлектрика, то при деформации выше 10^{-4} могут быть нелинейные искажения, т. е. диапазон скоростей уменьшается до $30 \ cm/ce\kappa$. При частотах ниже резонансной частоты деформация и скорость ограничены нагревом и нелинейными эффектами от использования электрических полей.

Для стержня из титанато-цирконата свинца на частоте 2,4 кец нужно 2000 в/см для получения скорости 15 см/сек. Амплитуду смещения можно увеличить, применив пьезоэлемент, работающий на изгиб или кручение, но тогда резонансные частоты понижаются, при этом прочность кристалла также уменьшается.

С пьезоэлектрическим приводом работать с обычным многоканальным анализатором во временном режиме нельзя, так как скорость сканирования каналов больше 40 *мксек*. Эту трудность можно было бы обойти, используя быстродействующие многоканальные анализаторы с магнитной лентой, но они в настоящее время еще не могут работать во временном режиме.

Однако можно использовать многоканальный анализатор с пьезоэлектрическим датчиком в режиме модуляции, но так как в течение одного периода колебания (40 *мксек*) импульс от детектора может зарегистрироваться в любом из 500 каналов, точность прихода *ү*-кванта должна быть меньше 0,1 *мксек*.

Достоинствами этого вибратора являются миниатюрность и сохранение пьезоэлектрических свойств при температуре гелия, что позволяет помещать его в дьюар. Малый период колебаний пьезодатчика позволяет применить его для изучения короткоживущих зарядовых состояний.

§ 6. СХЕМА КОММУТАЦИИ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ

Рассмотрим работу схемы по диаграмме взаимодействия блоков, представленной на рис. 51 [31]. Генератор НГПК-3 вырабатывает периодические прямоугольные и сфазированные с ними треугольные импульсы, как показано на рис. 52.

Треугольные импульсы генератора поступают через узел «реле» на электродинамический вибратор и создают периодическое движение источника относительно поглотителя. Закон изменения скорости при этом получается приблизительно прямоугольным (рис. 52, в).

В дальнейшем будем называть работу схемы за один период колебания «циклом», а за полупериод — «подциклом». Подциклы соответствуют положительной и отрицательной скоростям. Жестко сфазированные с изменением скорости вибраторов прямоугольные импульсы используются для поочередного включения с помощью клапанов, двух пересчетных схем: «ПС в левых подциклах» и «ПС в правых подциклах». На вход клапанов поступают импульсы с одноканального дискриминатора ААДО-1, окно которого установлено на фотопик исследуемых у-лучей.

На рис. 52 видно, что постоянное значение скорости устанавливается не мгновенно. Если отсутствует демпфирование, то около



Рис. 51. Диаграмма взаимодействия блоков установки с постоянными скоростями

половины времени тратится на затухание переходных процессов после переключения. Измерение может быть начато через некоторое время от начала подцикла — время задержки т₃.

Следовательно, пересчетные схемы могут включаться на время измерения $\tau_{изм}$, лежащего в интервале от конца τ_3 до начала следующего подцикла. Сдвиг начала измерения на время задается одновибратором задержки.

Проследим за взаимодействием блоков установки от момента начала до момента конца измерения в одной точке спектра, т. е. при заданной амплитуде скорости движения вибратора. Непрерывно работает генератор НГПК-3 и высокостабильный кварцевый генератор импульсов на 200 гц. Прямоугольные импульсы с НГПК-3 через катодный повторитель запускают триггер Шмнтта, в котором формируются прямоугольные импульсы той же и противоположной полярности, а также острые импульсы начала циклов и подциклов. Установка запускается нажатием кнопки K, через контакты которой первый же из импульсов начала циклов взводит триггер полной экспозиции. Потенциал на его выходе принимает верхнее значение и замыкает правый и левый клапаны и клапаны циклов. После этого импульсы начала циклов через клапан циклов рой выбран таким, чтобы за время измерения уложилось требуемое количество циклов. Сигнал переполнения с этой ПС сбрасывает триггер полной экспозиции и поступления импульсов через связанные с ним три клапана прекращаются, т. е. измерение одной точки (+ и — скорости) оканчивается.

Теперь рассмотрим поведение узлов установки внутри интервала полной экспозиции. С триггером полной экспозиции связан еше один блок-клапан запуска подциклов. С MOмента начала экспозиции он также начинает пропускать приходящие на него импульсы начала циклов, каждый из которых запускает одновибратор задержки измерения в подциклах. После окончания выдержки одновибратора запускается триггер фазировки, замыкающий контакты клапана фазировки, который начинает пропускать импульсы с кварцевого генератора. Количество этих импульсов, сосчитанное с помощью ПС экспозиции в подциклах с заданным коэффициентом пересчета, задает, таким образом, строго определенный интервал времени измерения в подциклах тизм. Лишь в течение этого времени левый или правый клапаны (в зависимости от знака скорости) могут пропускать импульсы ПС в на подциклах. После снятия показаний с двух



Рис. 52. Осциллограммы выходных импульсов генерагора НГПК-3 (а, б) и скорости подвижной системы вибратора (в, г)

ПС в подциклах изменением амплитуды треугольных импульсов НГПК-3 устанавливается новое значение постоянной скорости в подциклах и нажатием кнопки К начинается измерение следующей точки спектра.

§ 7. ПРИМЕНЕНИЕ МНОГОКАНАЛЬНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ

Существующие в настоящее время многоканальные анализаторы (МА) могут работать в двух режимах: амплитудного анализа (амплитудные анализаторы) и временного анализа (временные анализаторы) импульсов.

В обычных ү-спектрометрах, где импульсы на выходе детектора пропорциональны энергии ү-квантов, применяются только амплитудные анализаторы.

В спектрометрах ЯГР с переменной скоростью могут быть применены как амплитудные, так и временные анализаторы, поэтому существуют спектрометры ЯГР, работающие в модуляционном или во временном режимах. На первый взгляд, кажется естественным выбрать временной режим работы спектрометра, поскольку спектр импульсов на выходе детектора имеет одинаковую амплитуду и задача сводится к определению числа импульсов, соответствующих заданному интервалу скорости. Однако исторически сложилось такое положение, когда в первые годы более широко применялся модуляционный способ задания скорости. Впервые временной режим работы спектрометра был предложен и осуществлен в ИАЭ АН СССР в 1960 г. и позднее получил признание зарубежных экспериментаторов [32].

Модуляционный режим. Как мы уже отмечали, в модуляционном режиме многоканальный анализатор используется для амплитудного анализа. Для осуществления такого режима необходимо,



Рис. 53. Блок-схема модуляционного ЯГР-спектрометра.

I— генератор, 2 — уснлитель постоянного напряжения, 3 — амплитудный модулятор, 4 — импульсный усилитель, 5, 7 — одноканальные дискриминаторы, 6 — смеситель, 8 — формирователь, МА — многоканальный анализатор, \mathcal{A}_1 — счетчик резонансного канала, \mathcal{A}_2 — счетчик нерезонансного канала

чтобы импульсы от детектора имели амплитуду, определяемую скоростью движения привода. Это можно осуществить, если, например, импульсы с детектора после прохождения одноканального дискриминатора направить в амплитудный модулятор, на второй вход которого одновременно подается напряжение, пропорциональное мгновенной скорости ДВИжения подвижной части привода, которое обычно снимает.ся с измерительной катушки. С выхода модулятора импульсы, амплитуда которых становится пропорциональной CKO-DOCTH движения источника, распределяются по различным каналам многоканального анализатора. Если система движения на каждый интервал скоростей затрачивает одина-

ковое время и аналогово-цифровой преобразователь МА линеен, то номер канала анализатора будет представлять однозначную функцию скорости и на выходе мы можем получить истинный спектр. Например, если скорость движения вибратора изменяется по треугольному закону, то при равенстве или малости мертвого времени всех каналов анализатора это условие автоматически выполняется. Для нормировки мессбауэровского спектра и исключения мертвого времени многоканального анализатора вводится двухканальная регистрация. Второй канал измеряет одновременно с первым нерезонансный спектр.

На рис. 53 показан способ включения амплитудного анализатора при модуляционном режиме. В результате в первой половине МА снимается спектр от счетчика резонансного канала и одновременно во второй половине анализируется нормировочный спектр. Однако в этом случае число точек на экспериментальной кривой уменьшается вдвое. На входе модулятора смешиваются импульсы, приходящие от детекторов резонансного и нерезонансного каналов и выход модулятора соединяется с входом *MA*. Одновременно на вход *MA* для отбора совпадений подаются импульсы с детекторов.

Таким образом, при использовании модуляционного режима экспериментальный спектр $R(k_i)$ получается делением резонансного спектра $S(k_i)$ на нормировочный $N(k_i)$. На практике может случиться, что каналу k_i соответствует в действительности не канал k_i , как мы считаем, а канал $k_i^{(-1)} \Delta K_i$. В таком случае экспериментальная *i*-точка резонансного спектра

$$R_{\mathfrak{SKCII}} = S(k_i)/N(k_i)$$

отличается от ее истинного значения

$$R_{\text{HCT}}(k_i) = \frac{S(k_i)}{N(k'_i + \Delta k'_i)}.$$

Пренебрегая членами более высокого порядка, чем Δk_i , имеем

$$R_{\mathfrak{SKC\Pi}}(k_{i}) = \frac{S(k_{i})}{N(k_{i})} \simeq \frac{S(k_{i})}{N(k_{i}^{'} + \Delta k_{i}^{'}) - \frac{dN(k_{i}^{'} + \Delta k_{i}^{'})}{dk^{'}} \Delta k^{'}} =$$
$$= R_{\mathrm{HCT}}(k_{i}) \left(1 + \frac{1}{N(k_{i}^{'} + \Delta k_{i}^{'})} \cdot \frac{dN(k^{'} + \Delta k_{i}^{'})}{dk^{'}} \Delta k^{'}\right).$$

Таким образом,

$$\frac{R_{\text{HCT}}(k_i) - R_{\text{HCT}}(k_i)}{R_{\text{HCT}}(k_i)} = \frac{1}{N(k' + \Delta k')} \cdot \frac{dN(k' + \Delta k')}{dk} \Delta k.$$

Отсюда видно, что искажения зависят не только от Δk_i , но и от формы нормировочного спектра $\frac{dN(k_i)}{dk'}$. Очевидно, $\Delta k_i = \Delta k(0)$, т. е. точность определяется только изменением канала нулевой скорости. В этом случае, как нетрудно убедиться, можно уверенно измерять небольшие эффекты порядка 1%.

Для получения неискаженного спектра необходимо обратить внимание на то, что из-за разного мертвого времени каналов *МА* для разных каналов необходимо проводить измерение *S* и *N* с одинаковой нагрузкой в случае, если *N* измеряется с помощью какого-либо детектора.

Наиболее важным узлом в модуляционном режиме является амплитудный модулятор, характеристики которого определяют точность измерения скорости. Модулятор должен обеспечивать хорошую линейность преобразования — 1—2%, высокую стабильность и глубину модуляции — 100%.

На рис. 54 изображена принципиальная схема амплитудного модулятора и усилителя постоянного напряжения, использованных в работе [24]. В качестве амплитудного модулятора в схеме применен полупроводниковый триод П410, работающий в режиме насыщения. При токе базы 100 *мка* и изменении напряжения питания от 0,2 до 8 в напряжение между эмиттером и коллектором мень-

ше, чем 0,1 в. При подаче положительного импульса в базу триод запирается до напряжения питания. При указанном на рис. 54 напряжении питания триода П410 и амплитуде синусоидального напряжения на выходе катодного повторителя Уайта (6Н6П) 4 в имеем практически 100%-ную глубину модуляции амплитуды импульсов. Постоянное смещение эмиттера задается стабилизатором (6П1П и 6Ж1П), который питается от общего источника напряжения. Опорное напряжение стабилизатора пропорционально постоянному потенциалу на выходе усилителя постоянного напря-



Рис. 54. Принципиальная электрическая схема амплитудного модулятора и усилителя постоянного напряжения

жения. Оно задается двойным Г-образным фильтром и катодным повторителем на лампе 6H1П.

Введение отрицательной обратной связи по постоянному напряжению обеспечивает достаточную стабильность напряжения питания триода П410, несмотря на некоторый дрейф его на выходе усилителя и изменение тока смещения эмиттера. Устойчивость положения нуля модулятора, соответствующего пулевой скорости движения источника, равна ¹/₈ канала за 1 ч работы. Линейность находится в пределах 1% при изменении напряжения на модуляторе от 0,2 до 8 в.

Модуляционный способ измерения дает хороший спектр, но, к сожалению, промежуточные преобразования величины скорости в амплитуду импульса и обратные преобразования амплитуды импульса в номер канала приводят к ухудшению энергетического разрешения установки. Кроме того, доля просчетов в спектре оказывается пропорциональной номеру канала, так как мертвое время для данного канала зависит от его номера. Например, для анализатора АИ-100 мертвое время равно

$$\tau$$
 (*mk cek*) = $k + 30$,

т. е., если на вход k-канала анализатора приходит N_0 импульсов, то из них зарегистрируется

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 \, (k + 30)}$$

импульсов. Нормировка резонансного спектра по перезонансному увелнчивает статистические ошибки.

Следует обратить особое внимание на возможность возникновения временного сдвига между истинным движением источника и связанным с ним напряжением, модулирующим импульсы по амплитуде (сдвиг фазы), который вызывает «аппаратурное» расщепление экспериментального спектра [33].

Временной режим. Временной режим заключается в том, что анализатор используется как многоканальная пересчетная схема и каждому каналу сопоставляется одинаковый интервал приращения скорости.

Этот метод много лучше первого, так как в таком режиме отсутствует поиск адреса, сопровождаемый увеличением мертвого времени, а требование линейности аналого-цифрового преобразователя отпадает. Кроме того, не требуется проведения нормировки спектра.

При этом способе (рис. 45) внешний сигнал, поступающий со стабилизированного задающего генератора, последовательно отпирает и запирает каналы анализатора. В течение периода, когда канал открыт, импульсы с одноканального анализатора прибавляются к уже накопленным ранее с помощью блока добавлением единицы [15].

При измерении резонансного спектра временным способом задающий генератор непрерывно переключает по порядку каналы анализатора, а скорость источника (поглотителя) изменяется по заданному закону синхронно с переключением каналов. Каждый номер канала соответствует одному определенному интервалу фаз движения, т. е. каждому интервалу скоростей соответствует по два канала анализатора. Осциллограммы на экране анализатора будут представлять спектр скоростей дважды, причем вторая половина картин является зеркальным отражением первой.

Нормировка спектра не требуется, так как времена пребывания различных каналов в открытом состоянии с высокой точностью равны друг другу. Точность спектра, снятого этим методом, определяется точностью синхронизации скорости и номера канала анализатора.

$$v = a \cos \omega t. \tag{4.9}$$

Разберем вопрос о форме спектра при отсутствии резонансного поглощения в зависимости от закона движения вибратора в модуляционном и временном режимах. Этот вопрос имеет принципнальное значение.

Модуляционный режим. 1) При отсутствии резонансного поглощения необходимо, чтобы спектр был плоским. Рассмотрим, как влияет закон изменения скорости на «белый спектр». Предположим, что скорость, создаваемая вибратором, меняется во времени по гармоническому закону, т. е.

При модуляционном режиме ширины каналов МА остаются постоянными и равными друг другу. Так как в этом случае модулирующие напряжение, снимаемое с измерительной катушки, изменяется по такому же закону, что и скорость, то каждой скорости сопоставляется один канал и номер канала является линейной функцией скорости

$$k = bv_k = \eta \cos \omega t_k. \tag{4.10}$$

В случае отсутствия резонанса количество зарегистрированных импульсов не зависит от скорости и равно

$$N_k = \alpha \Delta t_k$$
,

выражая t из (4.10), получим, что количество импульсов, зарегистрированных в данном канале, зависит от номера канала

$$t_{k} = \frac{1}{\omega} \arccos \frac{k}{\eta},$$
$$N_{k} = \alpha \Delta t_{k} = \frac{\alpha \Delta t_{k}}{\Delta k} \Big|_{\Delta k = 1} = \frac{\alpha}{\omega} \frac{1}{\sqrt{\eta^{2} - k^{2}}},$$

т. е. белый спектр имеет U-образную форму.

На рис. 55 графически показана зависимость скорости от времени (т. е. номера канала от времени) в том случае, когда скорость меняется по гармоническому закону. Из рисунка видно, что времена пребывания каналов в открытом состоянии неодинаковы для двух каналов АВ и СД: $t_2-t_1 < t_4-t_3$, т. е. количество импульсов, зарегистрированных в канале СД, будет больше, чем в канале АВ.

 Плоский «белый» спектр можно получить с достаточной точностью, если вибратор колеблется по линейному закону (рис. 55, б). В этом случае нетрудно показать, что

$$v_k = at_k = kb$$
,
 $t = \frac{kb}{a} = ck$,
 $N_k = \beta \frac{\Delta t}{\Delta k} = \text{const.}$

Искажения в форме спектра зависят только от различия в мертвом времени различных каналов.

Временной режим. Во временном режиме времена пребывания каналов в открытом состоянии с высокой точностью равны друг другу

$$\Delta t_1 = \Delta t_2 = \dots \Delta t_0.$$

В этом случае номер канала является линейной функцией времени, поэтому «белый спектр» является плоским с точностью до статистической ошибки. Однако в этом случае закон движения вибратора влияет на масштаб скорости.

1) Пусть скорость меняется по закону

$$v = v_m \cos \omega t$$
,

Тогда, так как

$$k = \alpha t$$
,

а

$$v = v_m \cos \frac{k\omega}{\alpha}$$
,

то

$$\frac{dv}{dk} = v_m \frac{\omega}{\alpha} \sin \frac{k\omega}{\alpha} ,$$

132

т. е. скорость является косинусондальной функцией номера канала (рис. 55, в). Если число каналов МА равно 100, то

$$v = v_m \sin \frac{k}{50} \pi$$
, $k = 50$ — канал нулевой скорости.

2) При линейном изменении скорости, как нетрудно показать, масштаб скорости равномерен (рис. 55, г).



Рис. 55. Форма «белого» спектра при отсутствии резонансного поглощения в различных режимах работы спектрометра.

Модуляционный режим: «белый» спектр при гармоническом (а) и линейном (б) движениц вибратора; временной режим: масштабы скоростей при гармоническом (а) и линейном (г) движениц вибратора

Многоканальный анализатор является, как правило, самой дорогой частью автоматического мессбауэровского спектрометра. Когда резонансное поглощение достаточно велико (порядка 10%), многоканальный анализатор может быть заменен осциллографом с фотографической камерой [34]. При использовании осциллографа сдвиги и расщепления измеряются с точностью до нескольких процентов от полной амплитуды развертки по скорости. Принцип работы такого спектрометра заключается в следующем. На усилитель горизонтальной развертки осциллографа подается напряжение треугольной формы, получаемое от обычного мессбауэровского вибратора, а луч отпирается импульсами от одноканального анализатора. Для того чтобы накопление информации происходило не по одной линии, а по всей поверхности экрана, напряжение треугольной формы, несинхронизованное с первым, подается на усилитель вертикальной развертки.

В работе [35] была рассмотрена интересная возможность использования вместо многоканального анализатора малой вычислительной машины. При применении вычислительной машины возпикает ряд преимуществ по сравнению с многоканальным анализатором, так, например, скорость движения источинка (поглотителя) измеряется непосредственно, поэтому небольшие отклопения от линейного закона движения не имеют значения. Трудности, присущие временному режиму — синхронизация и нахождение нуля скорости, — не существуют. Мертвое время при использовании вычислительной машины постоянно и равно 0,25%, а при использовании многоканального анализатора оно составляет 20—30%. Сокращение мертвого времени спектрометра особенно важно при нсследовании короткоживущих изотопов.

Другим важным преимуществом вычислительной машины является возможность выполнения операции деления, благодаря чему, используя резонансные и нерезонансные части спектра, можно автоматически вводить поправку на изменение телесного угла. Это отношение можно вывести на экран осциллографа. Полученное изображение точнее представляет истинную картину мессбауэровского спектра, чем при выводе необработанных данных. Во многих случаях вычислительная машина может управлять экспериментом и тем самым значительно упрощать процесс накопления данных.

Например, можно запрограммировать вычислительную машину так, что она сможет управлять температурой в ходе эксперимента, напряженностью магнитного поля, давлением или каким-либо другим экспериментальным параметром.

§ 8. КАЛИБРОВКА СПЕКТРОМЕТРОВ ПО СКОРОСТЯМ

Для механических приводов, работающих в режиме постоянной скорости, абсолютная градуировка скорости осуществляется путем определения времени, за которое поглотитель или источник проходит точно известное расстояние. Такая градуировка выполняется в процессе измерения мессбауэровского спектра.

Спектрометры с электродинамическим вибратором обычно градуируются по спектру резонансного поглощения, чаще всего для этой цели используется источник ⁵⁷Со в форме соединения, имеющего одиночную линию излучения, и поглотитель ⁵⁷Fe в виде железной фольги или окиси железа Fe₂O₃, для каждого из которых спектр состоит из шести линий, расстояния между которыми точно известны. Кроме того, удобно проводить градуировку по нитропруссиду натрия. При использовании многоканального анализатора нужно также знать номер канала нулевой скорости. При работе с модулятором он определяется обесточиванием движущей катуш-

ки вибратора и тогда импульсы детекгора накапливаются в канале нулевой скорости. При работе временном . BO режиме приходится дополнительно снимать слектр резонансного поглощения для химически одинаковых источника и поглотителя, находящихся при одной и той же температуре; В этом случае центр тяжести линии спектра указывает на положение «нуля» скорости.

Для проверки линейности скорости в режиме постоянного ускорения против каждого пика на градупровочном спектре откладывают по оси ординат значение абсолютной скорости для этого пика из литературных данных и, соединяя 6 точек прямой линией, получают характеристику линейности скорости.



В работе [18] для определения линейности скорости спектрометра используется преобразователь напряжения в частоту. Выходное напряжение с измерительной катушки вибратора подается на вход преобразователя с частотой около 100 кгц, а выходные импульсы преобразователя считаются многоканальным анализатором, работающим во временном режиме. В режиме постоянного ускорения получается V-образный спектр, в режиме постоянной скорости прямая линия. Точность метода зависит от линейности работы преобразователя. В указанной работе линейность преобразования составляла 0,03%, а линейность полученной скорости была оценена в 0,10% в днапазоне от 0,001 мм/сек до 20 см/сек.

Имеется возможность проведения абсолютной градуировки электродинамических спектрометров с помощью оптических методов. Наибольшую точность дает применение интерферометра Майкельсона. На рис. 56 приведена схема, применявшаяся в работе [36]. По этой схеме одно из зеркал интерферометра было укреплено на движущейся части спектрометра, а второе стационарно. Некоторое упрощение интерферометра достигнуто за счет применения угловых кубических рефлекторов. Интенсивность света и, следовательно, ток фотоумножителя будет функцией скорости:



Рис. 56. Применение интерферометра Майкельсона для градуировки ЯГР-спектрометра.

1 — призма Кестерса, 2 — движущийся рефлектор, 3 — неподвижный рефлектор, 4 — ртутная лампа, 5 — фильтр, 6 — фотоэлектронный умножитель

$$J = J_D + J_0 \cos \frac{2v}{\lambda} 2\pi t,$$

где J_D — темновой ток $\Phi \Im Y$, J_0 — максимальный ток. Частота модуляции прямо связана со скоростью $f = \frac{2v}{d}$. В качестве источника света использовалась ртутная лампа (¹⁹⁸Hg) с длиной волны $\lambda = 5460,74$ Å. Эти импульсы считаются многоканальным анализатором во временном режиме и обеспечивают точное измерение скорости и линейности.

Другой оптический метод абсолютной градуировки основан на использовании «муаровой картины» [37].

На рис. 57 даны разрезы градуировочного устройства.

Оптическая ось системы, собранной в трубе, перпендикулярна направлению движения источника. Свет от лампы І с точечной нитью накала проходит через полупрозрачное алюминизированное зеркало М₁ и конденсорную линзу L₁. Из этой линзы параллельный пучок попадает на решетку \check{G} . Решетка размером $2 \times 1 \ cm^2$ с шагом штриховки d=8 мк укреплена на приводе спектрометра так, что ее плоскость перпендикулярна оптической оси. Далее, свет, проходящий сквозь решетку, отражается вогнутым сферическим зеркалом M₂ с радиусом кривизны R. Когда расстояние D между решеткой и зеркалом равно R, изображение решетки проектируется обратно на решетку. При движении решетки интенсивность света, отраженного обратно влево после вторичного прохождения через решетку, модулируется. Модулированный свет проходит снова через L_1 , а затем частично отражается зеркалом M_1 и фокусируется на фотодиод Р. Сигнал с диода имеет переменную составляющую с частотой $f = \frac{2v}{d}$, если решетка движется со скоростью v.

Сигналы фотоднода формируются электронной схемой в градуировочные импульсы с периодом следования $T_1 = \frac{d}{4v}$, Скорость привода пропорциональна числу импульсов, сосчитанных за определенный интервал времени. Если при постоянной скорости vза время T накоплено N импульсов, то абсолютная скорость дает-

ся уравнением

$$v=\frac{dN}{4T}.$$

Для линейно изменяющейся скорости эти импульсы считаются многоканальным анализатором во временном режиме. Если градуировочный спектр измеряется в течение точно известного времени T_0 , то средняя скорость, соответствующая каналу *i*, определяется как $v_i = \frac{ndN_i}{4T_0}$, где n — общее число каналов, N_i — число импульсов в *i*-канале.

Эта система позволяет измерять скорости с точностью 1 *мк/сек*. Измерения спектра резонансного поглощения, проведенные при







Рис. 57. Оптическое градуировочное устройство.

A — продольный вертикальный разрез, E — горизонтальный разрез, T — лампа, L_1 — конденсорная липза, L_2 — корректирующая липза, G — решетка, P — фотодиод, F_1 , F_2 , F_3 — фланцы для перемещения лампы, зеркала и фотоднода, S_1 — S_7 — юстировочные винты

комнатной температуре (295±1°К) с источником ⁵⁷Со в хроме и поглотителем в виде обогащенной изотопом ⁵⁷Fe железной фольги толщиной 1 *мг/см*², позволили определить после обработки экспериментальных спектров по методу наименьших квадратов на электронной вычислительной машине точное положение линий поглощения для металлического железа.

Положение линий исправлено также на неопределенность скорости, вносимую конечным телесным углом детектирования:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\theta^2}{4},$$

$$\frac{\Delta v}{\Delta v} = -2,5 \cdot 10^{-3}.$$

для $\theta = 0,1$ получается $\frac{\Delta v}{v} = -2,5 \cdot 10^{-3}$.

В табл. 16 приведены положения линий в спектре железной фольги, полученные в этом эксперименте.

Таблица 16

	Положение линий по скорости, мм/сек				
Номер .	группа				
	0200	200—400	среднее по обеим группам		
1 2 3 4 5 6	$\begin{array}{r} -5,173 \\ -2,935 \\ -0,702 \\ +0,982 \\ +3,211 \\ +5,457 \end{array}$	$\begin{array}{r}5,159 \\2,921 \\0,679 \\ +1,002 \\ +3,225 \\ +5,466 \end{array}$	$\begin{array}{c} -5,166 \\ -2,928 \\ -0,691 \\ +0,992 \\ +3,218 \\ +5,461 \end{array}$		

По этим данным получены следующие величины расщеплений уровня 14,4 кэв и основного состояния:

 $g_1 = 2,235 \pm 0,006$ mm/cek,

 $g_0 = 3,916 \pm 0,005$ MM/Cek.

Величина изомерного сдвига найдена равной:

 $\delta = 0,147 \pm 0,003 \text{ мм/сек.}$

Таблица 17

Номер линии	Положение лини я, м м/сек				
$ \begin{array}{c} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{array} $	-7,89 -4,17 -0,76 +1,92 +5,36 +8,59	$-0,73\pm0,01$ $+1,87\pm0,01$			

Результаты полностью согласуются с данными, полученными на хорошо изготовленном механическом приводе, работающем в режиме постоянной скорости.

Приведем положение линий для поглотителя Fe_2O_3 , обогащенного ⁵⁷Fe, толщиной $a=2 \ me/cm^2$ относительно источника ⁵⁷Co в нержавеющей стали (25% Cr, 20% Ni) при температуре 25° C [38].

В третьем столбце приведены положения внутренних линий, найденные в работе [39].

Значения параметров расщепления для двух состояний ядра ⁵⁷ Fe в решетке Fe₂O₃ равны:

 $g_0 = 0,611 \pm 0,005 \, \text{см/сек,}$

 $g_1 = 0,345 \pm 0,003 \, \text{см/сек},$

изомерный сдвиг: $\delta = 0,047 \pm 0,003 \ cm/ce\kappa$ и квадрупольное расщепление

 $\Delta = \frac{1}{4} |e^2 q Q| = 0,012 \pm 0,003 \quad cm/ce\kappa.$

Удобно производить градуировку спектрометра, используя источник ⁵⁷Со в железной матрице и поглотитель в форме железной фольги. Получающийся при этом спектр из 13 интенсивных линий обеспечивает точную градуировку шкалы скорости и одновременно дает положение нуля скорости, что определяется по положению самой интенсивной линии спектра.

В заключение параграфа остановимся на вопросе влияния на форму и положение линий паразитных вибраций и разброса в телесном угле детектирования. Паразитные вибрации уширяют линию, уменьшают величину эффекта. Непараллельность пучка ү-квантов вызывает не только размытие линии, но и смещение ее положения из-за отклонения действительной скорости от номинальной.

Этому вопросу посвящена работа [40], в которой приведены точные и приближенные формулы, необходимые для оценки влияния перечисленных факторов, а также построены графики функции распределения вероятности того, что действительная доплеровская скорость γ -квантов равна v при заданной скорости вибратора v_0 в зависимости от параметров $\frac{R_a}{D}$ и $\frac{R_s}{D}$, где

 R_s — радиус источника, R_a — радиус поглотителя, D — расстояние между источником и поглотителем. В работе [40] приведены также графики, показывающие влияние разброса истинных скоростей на точность определения параметров мессбау-эровского спектра: ε_0 , $\Gamma_{\mathfrak{drcn}}$.

§ 9. СПЕЦИАЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ СПЕКТРОМЕТРОВ ЯГР

Мессбауэровский спектрометр с промежуточным рассеивателем. Везде выше мы рассматривали получение скоростных мессбауэровских спектров в случае движения источника ү-квантов или поглотителя относительно друг друга. Недавно [42] была предложена оригинальная идея создания доплеровского смещения резонансной частоты путем введения колеблющегося промежуточного рассеивателя мессбауэровских ү-квантов при покоящихся источнике и поглотителе. В качестве рассеивателя был выбран монокристалл алюминия с кристаллографическими срезами, выполненными параллельно плоскостям {111} и {220}. Для наблюдения эффекта Мёссбауэра одна из этих плоскостей устанавливалась в отражающее положение под углом Брэгга θ, а кристалл, укрепленный на штоке вибратора, приводился в движение. Отражающая плоскость во время движения была всегда перпендикулярна вектору скорости. Отражение мессбауэровских γ -квантов происходит согласно закону Вульфа—Брэгга под тем же углом θ . Небольшие смещения отражающей плоскости кристалла-рассеивателя θ при параллельном пучке γ -квантов не приводят к изменению угла θ и не влияют на интенсивность рассеянного излучения. Безусловно, кристалломрассенвателем может служить другой монокристалл, обладающий хорошими отражающими свойствами, например кварц, кремний, германий, кальцит, флюорит.

Согласно теории дифракции рентгеновских лучей, справедливой и для мягких γ -квантов, идеально параллельный строго монохроматический пучок после отражения от семейства атомных (параллельных) плоскостей кристалла окажется расходящимся. В пределах отраженного пучка интенсивность изменяется с углом $\psi - \theta_0$, представляющим собой отклонение от угла Брэгга θ^1 . Коэффициенты отражения определяется отношением интенсивности $J(\psi - \theta_0)$, отраженной в данном направлении ($\psi - \theta_0$) к интегральной интенсивности падающего пучка.

Коэффициент отражения слегка зависит от поляризации излучения. Но если падающее излучение не поляризовано, то его можно рассматривать как составленное из двух плоско-поляризованных составляющих $J_{\sigma}(\psi - \theta_0)$ и $J_{\pi}(\psi - - \theta_0)$, у которых электрический вектор лежит соответственно перпендикулярно и параллельно плоскости падения. Тогда коэффициент отражения неполяризованного излучения определяется по формуле

$$J(\psi - \theta_0) = \frac{J_{\sigma} + J_{\pi}}{2}.$$
(4.11)

Интенсивность рассеяния кристаллом в различных направлениях должна быть исправлена на поляризационный множитель, равный

$$P(\theta) = \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2}, \qquad (4.12)$$

который входит в общую формулу интенсивности.

Для выполнения идеальных условий отражения необходим совершенный монокристалл. К сожалению, кристаллы всегда имеют дефекты и обладают мозаичной структурой, т. е. состоят из отдельных маленьких монокристаллов слегка повернутых друг относительно друга.

При определении интенсивности отражения от какой-либо плоскости необходимо учесть рассеяние одной элементарной ячейкой, т. е. структурный фактор |F|². Например, для плоскости *hkl*

$$|F(hkl)|^{2} = \left[\sum_{j=1}^{N} f_{i} \cos 2\pi (hx_{j} + ky_{j} + lz_{j})\right]^{2} + \left[\sum_{j=1}^{N} f_{j} \sin 2\pi (hx_{j} + ky_{j} + lz_{j})\right]^{2}, \qquad (4.13)$$

где N — число атомов в элементарной ячейке, f_i — атомный фактор, зависящий от угла θ_i

¹ Все существенные значения ψ лежат в весьма малом угловом диапазоне угла θ , определенного уравнением $\sin\theta = \frac{n\lambda}{2d}$.

	Название плоскости	Межпло- скостное расстоя- ние, d	Интенсивность, условные единицы порядка ограждения			
Кристалл	с индексами (hkl)		1	2	3	4
Кварц	плоскость призмы (1010) плоскость ромбоэдра (1011)	4,24602 3,33626	10 35	10 5,5	3,5 0,3	4
	рода (1120) (1349)	2,45144	10 20	10 0,5		
Кальций Флюорит Каменная соль Фтористый литий Алюминий	(2243) плоскость спайности (211) плоскость спайности (111) плоскость спайности (200) (200) плоскость октаэдра	1,01275 3,02945 3,145 2,81400 2,009 2,33	15 35 30 120 110 140	12 25 18	17	18

Отражающую плоскость (*hkl*) обычно выбирают с малыми индексами. В табл. 18 приведены значения межплоскостных расстояний для некоторых кристаллов, пригодных для осуществления гакого вида мессбауэровских спектрометров.

Данное межплоскостное расстояние позволяет исследовать спектр в интервале длин волн.

 $\frac{0,15d}{n} < \lambda < \frac{2d}{n},$

где *n* — порядок отражения.

Рассмотрим схему спектрометра с промежуточным рассеивателем (рис. 58). Для неподвижного кристалл-рассеивателя частоты падающего и отраженного у-квантов одинаковы. Если эта частота равна v',



Рис. 58. Мессбауэровский спектрометр с промежуточным рассеивателем.

К — коллиматор, V — вибратор

то частоты падающего и отраженного пучков в лабораторной системе для подвижного рассеивателя соответственно равны

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}' \left\{ 1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right\} \mathbf{\beta} = \left\{ \mathbf{v}' + \frac{v}{2d} \right\} \mathbf{\beta}$$
(4.14)

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}' \left\{ 1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right\} \mathbf{\beta} = \left\{ \mathbf{v}' - \frac{v}{2d} \right\} \mathbf{\beta}, \tag{4.15}$$

где

И

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2},$$

141

v — скорость кристалла, θ — брэгговский угол, d — межплоскостное расстояние. Относительный сдвиг в частоте может быть записан в виде

$$\frac{v - v_2}{v} = \frac{v\beta}{dv} = \frac{v\lambda}{cd}, \qquad (4.16)$$

где *λ* — длина *ү*-квантов.

На рис. 59 приведены мессбауэровские спектры поглощения для железной фольги, обогащенной ядрами ⁵⁷Fe до 90%. Кривая «а» получена при покоящихся источнике и поглотителе при отражении у-квантов от плоскости (111) кристалла алюминия. Кривая «б»



Рис. 59. Спектры поглощения для чистого железа. Кривые (а) и (б) сняты при отражении от плоскостей соответственно (111) и (220). Кривая (в) получена при движущемся источнике, кристалл-рассеиватель находился в покое. Источник ^{\$}Со(Fe)

получена так же, как и «а», но при отражении у-квантов от плоскости (220). Кривая «с», похожая на прямой мессбауэровский спектр, получена при неподвижном кристалле-рассеивателе от плоскости (111) и движущемся источнике. Так как межплоскостные расстояния (111) и (220) равны соответственно 2,34 и 1,43 Å, а длина волны у-квантов с энергией 14,4 кэв равна 0,85 Å, уширения и сдвиги пиков относительно прямого спектра должны быть равны 2,75 и 1,68, что и наблюдается в эксперименте.

Дифференциальный мессбауэровский спектрометр. Сравнительно новой конструкцией является дифференциальный мессбауэровский спектрометр [44]. В основу разработки его положен метод, заимствованный из техники электронного спинового резонанса. Принципиальная особенность спектрометра состоит в том, что он регистрирует производную спектра резонансного поглощения у-квантов.

Предположим, что скорость источника или поглотителя модулирована в соответствии с уравнением

$$v = v_0 + k \sin \omega t. \tag{4.17}$$

В этом случае прохождение ү-квантов будет определяться соотношением

$$\tau(v) = \tau(v_0 + k\sin\omega t). \tag{4.18}$$

Разлагая (4.18) в ряд Тейлора, получим

$$\tau(v) = \tau(v_0) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d^n \tau}{dv_0^n} \cdot \frac{(k \sin \omega t)^n}{n!}.$$
 (4.19)

Равенство (4.19) можно представить в более удобной форме, используя для членов $(\sin \omega t)^n$ теорему Фурье:

 $au\left(v
ight)= au\left(v_{0}
ight)+ au\left(v_{0}
ight.$, $\omega
ight)= au\left(v_{0}
ight)+\sin\omega t imes$

$$\times \sum_{\alpha=0}^{\infty} \frac{k^{2\alpha+1}}{2^{\alpha} (2\alpha)! (\alpha+1)!} \frac{d^{2\alpha+1}\tau}{dv_{0}^{2\alpha+1}} =$$

$$= \tau (v_0) + \sin \omega t \left(k \frac{d\tau}{dv_0} + \frac{k^3}{8} \cdot \frac{d^3\tau}{dv_0^3} + \frac{k^5}{192} \cdot \frac{d^5\tau}{dv_0^5} + \dots \right). \quad (4.20)$$

Если величина K достаточно мала, то $\tau(v_0, \omega)$ пропорционально $\frac{d\tau}{d\tau}$.

 dv_0

Выходные импульсы мессбауэровского спектрометра пропорциональны $\tau(v)$. Из этих импульсов можно выделить сигнал, пропорциональный $\frac{d\tau}{dv_0}$, используя избирательный усилитель, контрольный вход которого запитывается напряжением пропорциональным sin ωt .

Блок-схема дифференциального спектрометра приведена на рис. 60. Поглотитель A приводится в однонаправленное движение с помощью привода 1. Источник S на упругой подвеске 2 приводится в колебание с помощью электромагнита 3 и звукового генератора 4. Пьезодатчик 5, соединенный с опорой источника 6, дает сигнал пропорциональный $k \sin \omega t$, который после усиления используется для питания контрольного канала избирательного усилителя 7. Сигнальный канал этого усилителя питается от детектора через обычные блоки — импульсный усилитель 8 и одноканальный дискриминатор 9. Выход избирательного усилителя соединен с регистратором 10. как следствие модуляции, импульсы от детектора не просто статистически распределены (около значения $\tau(v_0)$), а периодически сосредоточиваются во времени. Это значит, что избирательный усилитель питается сигналом, содержащим кроме частоты, обусловливающей форму импульса, частоты ω и ее гармоники. Однако усилитель надежно отсекает все частоты, кроме частоты контроль-



Рис. 60. Блок-схема дифференциального ЯГР-спектрометра.

1 — привод, 2 — упругая подвеска, 3 — электромагнит, 4 — звуковой генератор. 5 — пьезодатчик, 6 — опора, 7 — блокирующий усилитель, 8 — импульсный усилитель, 9 — дискриминатор, 10 — регистратор

ного сигнала ω. Избирательный усилитель измеряет интенсивность импульсов интегрированием за время *t*.

Остановимся на некоторых особенностях измерения мессбауэровских спектров на дифференциальном спектрометре.

Величина k выбирается оптимальной, так как слишком малое значение ее не даст ощутимого сигнала (на уровне шумов), а слишком большое значение внесет влияние производных высшего порядка.

Глубина модуляции скорости связана с угловой частотой о и амплитудой колебаний A:

$$k = A\omega. \tag{4.21}$$

Значение k должно быть порядка долей естественной ширины излучения. Для железа надо брать $k \approx 0.05 \text{ мм/сек.}$ При частоте $\omega =$
=500 гц величина $A \approx 10^{-4}$ мм. Это трудно измеримая величина. Поэтому оценить k из уравнения (4.21) не представляется возможным. Однако его можно оценить из величины $\tau(v_0)$ вблизи минимума кривой поглощения. Измеряемое среднее значение $<\tau>$ равно

$$\langle \tau \rangle = T^{-1} \int_{0}^{T} \tau dt, \qquad (4.22)$$

где

 $T = \frac{2\pi}{\omega}$.

Для пика лоренцовой формы:

$$\tau = 1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{v - v_m}{\Gamma}\right)^2}, \qquad (4.23)$$

где $(1-k_0)$ значение τ при $v = v_m$.

Из уравнений (4.22) и (4.23) получаем

$$\frac{k_0}{1-\langle \tau \rangle} = \left(1 + \frac{k^2}{\Gamma^2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$
(4.24)

Отсюда можно вычислить амплитуду модуляции скорости k. В работе [45] исследовалось влияние величины k на точность определения положения пика из сравнения экспериментальных кривых для разных k, вычисленных по формуле (4.24) с расчетной кривой $\frac{d\tau}{t}$ из обычного спектра поглощения.

К достоинствам такого спектрометра следует отнести то, что центр пика определяется пересечением нуля интенсивности. Это, очевидно, дает большую точность по сравнению с обычным методом. Кроме того, дифференцирование лучше выявляет слабые пики, маскируемые сильными. К тому же конкурирующие излучения в диапазоне мессбауэровского фотопика не влияют на экспериментальный спектр.

Недостаток прибора заключается в том, что каждая точка экспериментальной кривой получается из одного хода при фиксированной скорости поглотителя, тогда как в обычном спектрометре точка проходится много раз.

Далее, так как в эксперименте измеряется глубина модуляции интенсивности, то необходимо пользоваться сильными источниками.

Из-за рассмотренной специфики прибор не может найти такого широкого применения, как обычный мессбауэровский спектрометр.

§ 10. МЕССБАУЭРОВСКИЙ ДИФРАКТОМЕТР

Сечение рассеяния. Большинство мессбауэровских спектрометров работает по схеме резонансного поглощения ү-квантов: источник, поглотитель и детектор устанавливают по прямой линии. При такой схеме исследования теряется та богатая информация, которая может быть получена с помощью мессбауэровского дифрактометра, позволяющего исследовать не только мессбауэровские спектры поглощения, но наблюдать рассеяние и дифракцию резонансных ү-квантов.

Наиболее сложной проблемой структурного анализа кристаллов является фазовая проблема, для решения которой иногда применяется вариация атомного фактора, например, в методах изоморфного замещения рассеивающего атома более «тяжелым» и аномальной дисперсии. Аналогичные возможности возникают и при рассеянии резонансных ү-квантов кристаллами. В этом случае рассеяние идет по двум каналам: а) резонансное рассеяние ядрами без отдачи и б) релеевское рассеяние на электронных оболочках атомов. Впервые Рагхваном [46] была отмечена принципиальная возможность использования частичной когерентности брэгговского рассеяния на электронных оболочках и ядрах атомов для структурного анализа кристаллов. Более подробное рассмотрение этого вопроса проведено в работе [47].

Теоретические аспекты проблемы резонансного рассеяния рассматривались неоднократно [48—52], а полученные первые экспериментальные результаты [53—55] позволяют надеяться на скорое внедрение метода мессбауэровского рассеяния и дифракции в чисто структурных исследованиях [43, 47].

Рассмотрим явления дифракции резонансных у-квантов более подробно.

Интенсивность падающего мессбауэровского излучения перераспределяется рассеивающим моно- или поликристаллом в соответствии с уравнением Вульфа—Брэгга. При этом каждый дифракционный максимум содержит как резонансную, так и релеевскую компоненту. Структурная амплитуда для любого рефлекса будет в общем случае состоять из мессбауэровской (ядерной) части и релеевской (электронной), полностью совпадающей по форме с обычным выражением для рассеяния рентгеновских лучей

$$F(h, k, l) = (f_{R_m} + pf_v) \sum_{v=1}^{n} \exp 2\pi i \delta_v + \sum_{j=n+1}^{N} f_{R_j} \exp 2\pi i \delta_j, \quad (4.25)$$

где f_{R_m} — атомный фактор мессбауэровского атома, f_v — ядерный фактор рассеяния мессбауэровского атома, f_{R_f} — атомный фактор *j*-того немессбауэровского атома, p — концентрация мессбауэровского изотопа в образце по отношению к другим изотопам того же атома.

Концентрация *р* позволяет регулировать вклад мессбауэровского рассеяния в структурную амплитуду. При прочих равных условиях количественное соотношение между мессбауэровским и релеевским рассеянием зависит в первую очередь от эффективных сечений рассеяния и поглощения для этих процессов. Сечение рассеяния σ_R можно рассчитать, пользуясь таблицами атомного фактора для рентгеновских лучей [56], но для приведения к абсолютным значениям необходимо учесть множитель:

$$f_R = p^{\frac{1}{2}} (2\theta) \frac{e^2}{mc^2} \int_0^\infty \psi_0^2(r) \frac{\sin qr}{q} r dr, \qquad (4.26)$$

где $p(2\theta)$ — поляризационный множитель, $\psi_0(r)$ — волновая функция атома водорода в основном состоянии.

Эффективное сечение резонансного рассеяния можно легко получить из эффективного сечения поглощения σ_0 при известном значении α — коэффициента внутренней конверсии; $\sigma_{r_0} = \frac{\sigma_0}{1+\alpha}$, где σ_0 — сечение поглощения. Для перехода от свободного ядра к закрепленному в узле решетки следует положить $\sigma_r = \omega \sigma_{r_0}$, где множитель ω зависит от температуры и индивидуальных свойств рассеивающего объекта. Следуя работам [48—52], в приближении теории возмущений можно получить общее выражение для нахождения вероятности резонансного рассеяния:

$$\omega = L |S_{hkl}|^2 \frac{\exp\{-4[q(\bar{k}_1) + q(\bar{k}_2)]\phi(\omega)\}}{E_{\gamma}^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \qquad (4.27)$$

где

$$\varphi(\omega) = \int_{0}^{\omega_{\max}} \left(\overline{n}_{0} + \frac{1}{2}\right) Z(\omega) \left[\beta_{1}^{2}(\omega) + \beta_{2}^{2}(\omega)\right] d\omega; \qquad (4.28)$$

 $g(\overline{k}_{1,2}) = (\overline{k}_{1,2} \cdot \overline{e}); n_0$ — распределение Ферми — Дирака; $Z(\omega)$ — функция распределения частот; \overline{k}_1 и \overline{k}_2 — волновые векторы падающей рассеянной волн; L — функция Лауэ; S_{hkl} — структурный множитель; $\beta_{1,2}^2 = \frac{1}{2m\hbar\omega^2}$.

В случае дебаевской изотропной модели твердого тела показатель экспоненты в выражении (4.27) можно привести к виду:

$$\varphi_D(x) = \frac{36R}{kT} \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \int_0^{\theta_D/T} x \operatorname{cth} x dx, \qquad (4.29)$$

где $x = \frac{\hbar\omega}{kT};$ k — константа Больцмана; R — энергия отдачи; θ_D — дебаевская температура.

Если анизотропией свойств пренебречь нельзя и кристалл не кубический, то $(\overline{k_1e})^2 + (\overline{k_2e})^2 = k^2(\cos^2\overline{k_1e} + \cos^2\overline{k_2e})$, здесь \overline{e} — вектор поляризации фотона.

Данное выражение показывает, что сечение зависит не только от поляризации падающего излучения, но и от направления распространения падающего и дифрагированного лучей по отношению к кристаллографическим осям. Чтобы учесть возникающую некогерентность из-за беспорядочного расположения ядер резонанснорассенвающего изотопа по узлам решетки (в случае не 100% обогащения), ω следует умножить на p^2 , где p — концентрация мессбауэровского изотопа. Соотношение между δ_r и δ_R можно произвольно менять, используя их различную угловую зависимость и концентрацию p — резонансно-рассеивающего изотопа. Непосредственно вычислить (4.27) не удается. Однако при $T > \theta_D$ с хорошим приближением можно положить

$$\varphi(x) = \frac{12RT}{k\theta_D^2} + \frac{R}{3kT} - \dots$$

Аналогично при $T \ll \theta_D$ имеем

$$\varphi(x) = \frac{3R}{k\theta_D} + \frac{9\pi^2 R}{2k\theta_D} \left(\frac{T}{\theta_D}\right)^2 + \dots$$

Суперпозиция дебаевской и эйнштейновской моделей точнее описывает колебательный спектр кристалла

$$Z(\omega) = \eta \delta(\omega - \omega_0) + (\eta - 1) Z_D(\omega),$$

где η — параметр относительного вклада модели $0 < \eta < 1$; в этом случае показатель экспоненты (4.27) принимает вид:

$$-4\left[\left(\eta-1\right)\varphi\left(\overline{x}\right)+\eta\varphi\left(x_{0}\right)\right],$$

где

$$\varphi\left(x_{0}\right)=\frac{\operatorname{cth}x_{0}}{x_{0}}.$$

Интенсивность дифракционных максимумов. Когерентность рассматриваемых процессов рассеяния [48—52] приводит к появлению интерференционного члена в выражении для интенсивности дифракционного максимума:

$$I = I_R + I_r + I_{int}, (4.30)$$

где I_R — интенсивность релеевского рассеяния; I_r — интенсивность резонансного рассеяния; I_{int} — интерференционный член.

Рассмотрим формирование интенсивности дифракционного максимума [55]. Пусть на кристалл падает монохроматическое ядерное резонансное ү-излучение. Ширина падающей линии ү, резонансная частота ю, тогда амплитуда падающей волны имеет вид:

$$\frac{\exp(-i\omega t)}{i(\omega_1-\omega)-\frac{\gamma}{2}}$$

Амплитуда рассеянного излучения

$$A = A_r + A_R = f_r \frac{-\exp(-i\omega t)}{\left[(\omega_2^2 - \omega^2) - i\gamma\omega\right] \left[i(\omega_1 - \omega) + \frac{\gamma}{2}\right]} + f_R \frac{\exp(-i\omega t)}{\left[(\omega_R^2 - \omega^2) - i\gamma\omega\right] \left[i(\omega_1 - \omega) + \frac{\gamma}{2}\right]},$$
(4.31)

где $\frac{f_r}{\omega_r^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ амплитуда ядерного резонансного рассеяния (мы

полагаем, что оно имеет ту же ширину линии, что и источник); ω_2 — резонансная частота рассеивателя; ω_2 — в общем случае не равно ω_1 , но достаточно близка; $\frac{f_R}{\omega_R^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$ — амплитура реле-

евского рассеяния; ω_R — частота ближайшего края поглощения, а γ — ширина линии. Далее везде будем считать, что ω₁ и ω₂ не слишком близки к ω_R. Интенсивность дифракционного максимума по определению равна

$$I = |A|^{2} = \frac{f_{r}^{2}}{\left[(\omega_{2} - \omega)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}\right] \left[(\omega_{1} - \omega)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}\right]} + \frac{f_{R}^{2}}{(\omega_{R}^{2} - \omega^{2})^{2} \left[(\omega_{1} - \omega)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}\right]} + 2|f_{r}|f_{R} \frac{\omega_{r} - \omega}{(\omega_{R} - \omega) \left[(\omega_{1} - \omega)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}\right] \left[(\omega_{2} - \omega)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}\right]}.$$
 (4.32)

На рисунке 61 представлены графики каждого из слагаемых выражения (4.32). Спектральная интенсивность ядерного резонансного рассеяния имеет два максимума, происхождение которых связано со сдвигом между резонансными частотами рассеивателя ω_2 и источника ω_1 . Спектральная интенсивность релеевского рассеяния имеет вид нормальной лоренцовой кривой с центром в ω_1 .

Интерференционный член представляет собой асимметричную кривую, поскольку он при $\omega = \omega_2$ меняет знак. Очевидно, что интерференционный член дает заметный вклад только при достаточной

близости ω_1 и ω_2 . Однако при совпадении $\omega_1 = \omega_r$ вклад интерференционного члена в точности равен нулю, поскольку его форма асимметрична. Поэтому во всех случаях, когда необходимо наблюдать интерференцию между релеевским и резонансными рассеяниями, должно соблюдаться условие $\omega_1 \neq \omega_2$.

Величина интерференционного члена зависит от соотношения между коэффициентами поглощения µ_r и µ_R. В области резонанса



Рис. 61. Спектральные интенсивности линий, получаемые при дифракции резонансных γ-квантов (a) и их зависимости от частотного сдвига (б)

 μ_r сильно возрастает, однако форма линии не изменяется и остается лоренцовой. В связи с этим резонансная компонента в выражении (4.32) может сильно уменьшаться, что приводит к исчезновению интерференционного члена. Большой коэффициент μ_r соответствует сильно обогащенному, толстому рассеивателю. Поэтому наиболее выгодные условия наблюдения интерференции сводятся к тому, чтобы μ_r не было бы слишком велико по сравнению с μ_R . Если все же μ_r и μ_R сильно отличаются, то желательно, чтобы соотношение между A_r и A_R было обратным и компенсировало уменьшение резонансной компоненты за счет поглощения. В работе [55] получено и подробно проанализировано общее выражение

$$\frac{A_r}{A_R} \frac{\mu_R}{\mu_r} \frac{\gamma}{\gamma_R} > 1,$$

позволяющее подобрать оптимальные условия эксперимента. Возможность в этом направлении значительно расширяется, если учесть, что слагаемые в (4.31) имеют различные угловые зависимости: релеевская компонента при углах, близких к л, почти незаметна, в то время как резонансная компонента от угла не зависит. Углы, близкие к л/2, для наблюдения интерференции двух видов рассеяния не пригодны, так как при рассеянии на этих углах релеевская и резонансная компоненты имеют взаимно-перпендикулярную поляризацию и, следовательно, не интерферируют. Интегрированием по частоте для случая плоскопараллельного кристалла и с учетом поглощения можно получить выражение для интегральной интенсивности рассеянного излучения в зависимости от величины сдвига между резонансными частотами источника ω и рассеивателя wr для каждого члена выражения (4.32). Зависимость I_{R} , I_{r} и I_{int} от сдвига δ представлена на рис. 61, б. Пунктиром обозначено возможное изменение интенсивности из-за поглощения.

Схема проведения экспериментов на рассеяние. Мессбауэровский дифрактометр. В отличие от установок для исследования эффекта Мёссбауэра, в которых измеряется зависимость интенсивности ү-лучей, прошедших через поглотитель, от скорости движения источника или поглотителя, в установках на рассеяние целесообразнее иметь движущимся источник. Нахождение источника ү-квантов за системой щелей не нарушает условий фокусировки. В современных дифрактометрах происходит фокусировка по Брэггу—Брентано. Для увеличения интенсивности рассеянного излучения размер источника в направлении, перпендикулярном к плоскости круга фокусировки, вытянут, а для уменьшения расходимости первичного пучка можно применять набор щелей Соллера.

В качестве системы отсчета углов наиболее удобным прибором является отечественный гониометр типа ГУР'а, который позволяет производить отсчет углов с точностью 20". На месте размещения рентгеновской трубки укрепляется источник, приводимый в движение электромеханическим вибратором. Компактный и легкий (вес < 1 кг), электромеханический привод на базе сейсмоприемника СПМ-16 просто устанавливается на ГУР'е в центрируемой системе ласточкина хвоста. СПМ-16 состоит из корпуса, цилиндрического магнита из сплава АНКО-4 с наконечниками и подвижной системы с двумя жестко связанными катушками, одна из которых является задающей, другая измерительной. Измерительная и задающая катушки намотаны на цилиндрические каркасы, изготовленные из дюралюминия, в углубления которых укладывается провод ПЭВ. Держатель источника у-квантов сделан из дюралюминия и запрессован в отверстие стержня, соединяющего каркасы катушки. Магнитная система электродинамического привода, создающая в воздушном зазоре радиальное магнитное поле, в котором находится подвижная система, образована магнитным блоком с центрирующим кольцом и внешним кожухом из сплава АНКО-4. Данная система обеспечивает необходимую однородность магнитного поля в осевом направлении. Подвижная система электродинамического вибратора поддерживается и центрируется с помощью двух пружин из фосфористой бронзы. Электродинамический привод конструировался из соображений достижения максимальной линейности и оптимальной жесткости системы. Сейсмоприемник имеет магнитный экран, что позволяет работать с ним вблизи сильных

магнитных полей. Максимальное значение скорости, полученное с помощью СПМ-16, составляло около 3 *см/сек*.

Принципиальная схема проведения экспериментов на рассеяние мессбауэровского излучения для постоянной скорости движения источника приведена на



Рис. 62. Геометрия установки для регистрации дифракции резонансного рассеяния



Рис. 63. Спектр рассеяния от толстой железной фольги при трех углах рассеяния

рис. 62 [57]. В случае переменной скорости движения источника регистрацию излучения необходимо проводить многоканальным анализатором, как это было проведено в последней модели мессбауэровского дифрактометра [58].

Остановимся на возможных экспериментальных результатах, получаемых с помощью мессбауэровского дифрактометра. ү-Излучение мессбауэровского источника после рассеяния попадает в счетчик под брэгговским углом. При этом возможны случаи:

а) источник и рассепватель химически идентичны и находятся в одних и тех же физических состояниях, поэтому изомерный сдвиг $\delta = 0$, температурный сдвиг одинаков;

б) источник и рассеиватель химически неидентичны и находятся в различном физическом состоянии, в связи с чем изомерный сдвиг $\delta \neq 0$, температурный сдвиг неодинаков, но его все же можно подобрать так, чтобы не учитывать различия. Рассмотрим два варианта получения экспериментальных данных.

I. Можно предложить наиболее простую схему проведения эксперимента по набору интенсивностей отражений с учетом резонансного рассеяния. В этой схеме нет необходимости создавать движение источника, отсутствие или присутствие резонансного рассения на ядрах выявляется сопоставлением интенсивностей дифракционной картины, полученной в любом из двух экспериментов:

а) при разных источниках с $\delta \neq 0$ и $\delta = 0$ (при $\delta = 0$ $I_{hkl} = I_1 + I_R$, при $\delta \neq 0$, но при таком, при котором отсутствует резонанс $I_{hkl} = I_R$);

б) при источнике с $\delta = 0$, но для p = 0 и $p \neq 0$. В этом случае эксперимент не отличается от обычных дифракционных исследований, но появляется возможность отмечать те рефлексы *hkl*, для которых имеется значительный вклад в I_r . Проверка $F_{\rm эксп}$ и $F_{\rm расч}$ проводится в соответствии с выражением (4.25).

П. При двигающемся источнике оба случая а) и б) приводят к возможности анализа брэгговского рефлекса по скоростям (или энергии) при неподвижном счетчике, установленном под углом θ . Тогда для каждой скорости движения, создающей определенный сдвиг между ω_1 и ω_r , счетчик дает интегральную интенсивность $I = I(\delta)$. Меняя скорость движения источника в широких пределах, можно построить кривую зависимости рассеянной интенсивности от сдвига между ω_1 и ω_2 . На рис. 63 приведены результаты работы [53] для $I = I(\delta)$. Кривая асимметрична, так как вклады интерференционного члена с разных сторон от резонансной частоты имеют противоположные знаки; благодаря этому можно определить величину интерференционного члена. Сравнивая далее интерференционные знаки различных отражений, можно получить сведения о фазах рассеянных волн и, следовательно, о координатах атомов в элементарной ячейке [47]. В процессе получения экспериментальных данных по варианту II мы имеем дело с общим выражением для интенсивности рефлекса:

$$I = I_R + I_r + I_{int}.$$

Главным препятствием на пути осуществления экспериментов по дифракции мессбауэровских квантов является слабая интенсивность существующих источников.

В последнее время было показано [59—63], что при дифракции резонансных γ -квантов возможно появление «электрических» или квадрупольных, а также сверхструктурных» магнитных брэгговских максимумов. Существование таких максимумов непосредственно вытекает из выражения (4.25), когда рассеивающие центры являются неэквивалентными, т. е. при возникновении зависимости амплитуды мессбауэровского рассеяния от ориентации эффективного магнитного поля H_e , осей градиента электрического поля (ГЭП), осей кристалла (x, y, z) и направления векторов падающего и рассеянного γ -квантов.

ГЛАВА V

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕХНИКИ МЕССБАУЭРОВСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Большинство исследований по эффекту Мёссбауэра проводится в широком температурном интервале, который простирается от области сверхнизких температур < 1°К до 1500°К. Если возникает необходимость определять знак эффективного магнитного поля на ядре $H_{\partial \phi \phi}$, то для таких экспериментов на образец накладывают магнитное поле, создаваемое соленоидом или магнитом. Исследования эффекта Мёссбауэра в сильных магнитных полях обычно сочетаются с низкими температурами. В последнее время стали внедряться в исследования по ядерному γ-резонансу сверхвысокие давления, которые обладают значительной спецификой эксперимента. Ниже мы остановимся на некоторых аспектах исследований по эффекту Мёссбауэра при низких и высоких температурах в магнитных полях и при сверхвысоких давлениях.

§ 1. КРИОСТАТЫ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПЕЧИ

Применение температурных камер связано с необходимостью поддерживать стабильную температуру в объеме образца при различных температурах, т. е. равенство количеств теплоты, поступающей в рабочий объем и отводящейся от него. Известно, что процесс теплопередачи происходит тремя способами: конвекцией, теплопроводностью и лучеиспусканием, причем вклад того или иного способа зависит от температуры и окружения образца. Например, при 200°С в газовой среде существенную роль играет конвекция, а уже при 800°С в вакууме преобладает лучеиспускание. По существующей традиции температурные камеры делятся на низкотемпературные (криостаты) и высокотемпературные (печи), хотя имеются камеры, охватывающие диапазон от температуры кипения жидкости азота до 600°С.

Требования к температурным камерам. Температурные камеры ЯГР-спектрометрии должны обеспечивать необходимый интервал

154

температур, достаточно быстрое установление требуемой температуры и сохранение ее стабильности в течение эксперимента, минимальный градиент температуры по образцу, необходимую точность измерения температуры образца, удовлетворительную геометрию проведения эксперимента и прохсждение достаточного количества излучения.

Последние два пункта связаны со спецификой мессбауэровского эксперимента, который требует довести до минимума толщину теплоизоляции и экранов, а также расстояние между источником и детектором, чтобы избежать чрезмерных потерь интенсивности регистрируемого излучения, что накладывает ограничения на геометрические размеры камеры.

Температурные камеры ЯГР-спектрометрии имеют еще одно отличне от подобных камер. В некоторых случаях возникает необходимость передачи механического движения источнику или поглотителю, которые находятся при температурах, отличных от комнатной, чаще всего при низких температурах. Если в спектрометре применяются механические или гидравлические приводы, задачу можно решить просто, приводя в движение всю камеру.

В случае электродинамических систем движения используют передачу движения внутрь температурной камеры с помощью подвижного штока, но при этом наибольшие трудности возникают при передаче движения внутрь вакуумных камер. Проблемы, связанные с передачей механического движения, можно однако обойти, если использовать специальный спектрометр с модуляцией энергии ү-излучения за счет движения промежуточного кристаллического отражателя (см. § 9 гл. IV).

Если по условиям эксперимента возникает необходимость поддерживать источник и поглотитель при одинаковой температуре, то их помещают в одну камеру; если необходимо поддерживать температуры источника и поглотителя разными, то их помещают в разные камеры или создают области с разными температурами внутри одной камеры. Наиболее часто встречается вариант, когда источник находится при комнатной или низкой температуре, а температура поглотителя изменяется в широком диапазоне.

Низкотемпературные камеры (криостаты). Наиболее широко распространенным способом получения низких температур является использование хладоагентов — веществ, имеющих низкую температуру плавления, испарения или возгонки.

Существует несколько методов охлаждения образца.

1. Непосредственное погружение в хладоагент. Этот метод применяется для получения температуры, близкой к температуре хладоагента. Теплообмен осуществляется за счет непосредственного контакта с хладоагентом. Криостаты подобного типа по конструкции просты, но изменение температуры возможно только скачками путем замены хладоагента.

2. Контактное охлаждение образца. Образец устанавливается в держатель, другой конец которого имеет контакт с хладоагентом.

Охлаждение осуществляется за счет непосредственного теплообмена образца с держателем. Для исключения конвекционного и радиационного притоков тепла образец помещают в вакуум и используют радиационные экраны. Здесь могут иметь место значительные градненты температуры, особенно если образец плохо проводит тепло. Температуру держателя изменяют подогревом.

3. Обдувание образца потоком охлажденного газа. Образец охлаждается за счет непосредственного контакта с теплообменным газом. В этом случае регулирование температуры можно осуществить за счет изменения температуры или скорости газового потока. Однородность газового потока дает возможность уменьшить градненты температур в образце, а простая теплоизоляция способствует уменьшению габаритов камеры.

4. Помещение образца в заполненный теплообменным газом контейнер с охлаждаемыми стенками. Охлаждение образца происходит за счет теплопроводности и конвекционного газового теплообмена между образцом и контейнером. Стенки контейнера охлаждаются одним из вышеперечисленных способов, а температура регулируется соответственно способу охлаждения контейнера. Этот метод позволяет свести к минимуму температурные градиенты и поддерживать установленную температуру с высокой стабильностью.

В ЯГР-спектрометрии практическое применение нашли криостаты, основанные как на одном из упомянутых методов, так и на комбинированном применении нескольких способов охлаждения образца. В табл. 19 приведены основные характеристики наиболее часто используемых хладоагентов [1].

Таблица 19

Хладоагент	NH3	CO2	C₂H₄	Ar	N ₂	H ₂	He4
Скрытая теплота парообразования кал/г Температура кипения, °К	327 239,8	137 194,6*	115 169,4	37,9 87,4	47,8 77,3	106,8 20,4	5,2 4,2

* Температура сублимации.

Температуры ниже комнатной до 100°К достигаются обычно использованием в качестве хладоагента жидкого азота. Благодаря своей сравнительно большой теплоте испарения, жидкий азот не требует сложного теплового экранирования. Пенопластические материалы (пенопласты, пенополистирол и др.) толщиной 20—40 мм обеспечивают достаточную тепловую изоляцию и нет особой необходимости в применении высокого вакуума. Охлаждение образца можно вести как контактным способом, так и обдуванием образца (теплоемкость газообразного азота — 0,25 кал/г).

Основными конструктивными элементами криостатов для тем-

ператур в области 100°К являются дьюар с жидким азотом и контейнер с образцом. На рис. 64 показаны две конструкции таких криостатов. В обоих случаях применяется термостатирование образца внутри металлического цилиндрического контейнера, закрытого с торцов фольгой из алюминия или бериллия и изолированного понепластом. Пропускание ү-лучей с энергией 14 кэв такой системой

больше 80%.

Охлаждение контейнера в случае *a* 2. осуществляется через толстый медный стержень, а в случае б используется ³ теплообмен с холодным газообразным азотом, поступающим из дьюара по тонкостенной медной трубке, навитой ⁴ на контейнер и припаянной к нему. ⁵ Регулировать температуру контейнера *6* в первом случае можно, изменяя мощность печи, навитой на стержень, во втором — меняя скорость потока газообразного азота.

В криостате [2], показанном на рис. 65, используется комбинированное охлаждение образца. Контейнер с образцом охлаждается как за счет теплопроводности хладопровода, так и за счет обдувания потоком газа, проходящим внутри хладопровода. Печь, расположенная внутри вставки, изменяет ее температуру и температуру проходящего газа.

Температуры несколько ниже температуры кипения жидкого азота можно получить, испаряя азот при пони-

Рис. 64. Азотные криостаты. а) 1 — дыоар с жидким азотом, 2 теплоизоляционный экран. 3 — хла допровод (медный стержень), 4 контейнер, 5 — образец, 6 — фольга, 7 — держатель образца, 8 — пенопласт; 6) 1 — ввод охлаждения, 3 — трубка, 4 — контейнер с теплообменником (остальные обозначения аналогичны случаю а)

женном давлении. Более низкие температуры получают, используя в качестве хладоагентов водород или гелий. Из-за малой теплоты испарения водорода и тем более гелия приток тепла извне должен быть уменьшен. Необходимо тщательное вакуумное и радиационное тепловое экранирование.

Обычно гелиевый или водородный криостат состоит из внутреннего сосуда с жидким водородом или гелием и окружающего его внешнего дьюара с жидким азотом. Внутренний и внешний дьюары изолированы друг от друга высоким вакуумом.

Помещение плохо проводящего тепло образца в вакуум может привести к образованию значительных градиентов между краями, прижатыми к блоку холодного металла, и центром. Поэтому порошкообразный поглотитель нужно прессовать между металлическими фольгами. Для обеспечения хорошего теплового контакта и небольших градиентов целесообразно термостатирование в герметизированном объеме, заполненном теплообменным газом (обычно гелий при давлении 0,1 *мм рт. ст.*). Охлаждение образца может осуществляться всеми вышеописанными методами.

Примером гелиевого криостата для ЯГР-спектрометра с контактным охлаждением может служить конструкция описания в работе [3] (рис. 66). К внутреннему сосуду с жидким гелием, окру-



Рис. 65. Криостат с комбинированным охлаждением образца.

I — металлический сосуд для азота, 2 — латунное дно, 3 — медная трубка, 4 — крышка, 5 — поплавок-указатель уровня, 6 — трубка для заливки азота, 7 — пенопласт, 8 — фланец, 9 — медная трубка, 10 — контейнер, 11 — вставка из нержавеющей стали, 12 — печь, 13 — майларовые пленки, 14 — пенопласт с системой проточек для прохода газа, 15 — испаритель, 16 — образец

женному экраном 4, находящимся при температуре жидкого азота, крепится стержень 9, на который с помощью латунного кольца 8 посажен контейнер 7 с образцом 6, помещенным между алюминиевыми фольгами. Дополнительные экраны 4 и 5 защищают образец от теплового излучения. Латунный вакуумный кожух криостата 10 снабжен разъемным колпаком 11 с уплотнением Вильсона 12, что позволяет довольно быстро производить смену образцов. Вакуум в криостате до 10^{-5} мм рт. ст. Окна 14 сделаны из слюды толщиной 25 мг и алюминиевой фольги толщиной 10 мк.

Для изменения температуры образца в криостате имеется подогреватель 15. Для уменьшения расхода хладоагента при работе с температурами выше гелиевых применяется набор стержней с различными теплопроводностями. Для диапазона 4,4—15°К, например, используется медный стержень сечением 0,2 см². Минимальная температура 1,5°К достигается откачкой гелия. Вакуумный криостат с термостатированием образца и охлаждением газа приведен на рис. 67, а [4].

Образец размещается в термостатирующий контейнер — полый латунный цилиндр, заполненный гелием при давлении

20-100 мм рт. ст. и герметически закрытый с торцов бериллиевой фольгой толщиной 0,2 мм. Контейнер термостатеплообменной тирования окружен камерой, которая заполнена плотно пористым, спеченным металлическим цилиндром, гарантирующим почти полный тепловой обмен между холодным газом и контейнером термостатирования образца.

Камера на стальных нитях (диаметром 0,5 *мм*) жестко крепится к радиационному экрану, который в свою очередь аналогичными распорками крепится к латунному кожуху. В кожухе предусмотрены бериллиевые окна для прохождения γ-квантов, ввод и вывод теплообменного газа и фланец для крепления к гелиевому дьюару.

Газ поступает из дьюара по тонкостенной трубке в теплообменную камеру, охлаждает ее; далее этот газ с температурой, близкой к температуре образца, используется для охлаждения радиационного экрана и затем выводится.

Для уменьшения радиационного нагрева латунные детали и медный радиационный экран электролитически покрываются золотом. Температура регулируется скоростью газового потока.

Подобный криостат можно использовать также и для совместного охлаждения источника и поглотителя (рис. 67, б). Система охлаждения остается прежней. Электродинамические вибраторы устанавливаются в вакуумном пространстве криостата. Движение от вибратора в термостатирующий контейнер передается штоком через металлический сильфон. Приток тепла через шток уменьшается за счет его теплового контакта с радиационным экраном пучком гибких медных проволок.

Когда необходимо, чтобы температуры источника и поглотителя были разными, контейнер не заполняется теплообменным газом и их температуры изменяются нагревателями. В этом случае вводят дополнительный радиационный экран между источником и поглотителем.



Рис. 66. Гелиевый криостат с контактным охлаждением образца.

I -крышка криостата, 2 -сосуд с жидким азотом, $\delta -$ сосуд с жидким гелием, 4 -экран при температуре жидкого азота, 5 -экран при температуре жидкого гелия, $\delta -$ образец, 7 -контейнер, 8 -латунное кольцо, 9 -медный стержень, I0 -корпус криостата, I1 -колпак, I2 -уплотнение Вильсона, I3 -сменные стержил, I4 -окна, I5 -подогреватель, I6 -гетер



Рис. 67. Гелиевые криостаты.

а) 1-теплообменная камера, 2-раднаинопный экран, 3 — трубка для ввода ге-лия, 4 — кольцевые прорези, 5 — датчик температуры. 6- нагревательная катушка, температуры: ϑ — наревательная катушка, $\overline{\lambda}$ — бериллиевое окно, ϑ — индиевое коль-цевое уплотнение, ϑ — образец, $I\vartheta$ — прово-лочные подвески, II, I2 — фольги из алюминия и алюминизованного малара; б) 13 — вибратор, 14 — шток, 15 — силь-фон, 16 — пучок медных проводов. 17 — источник, 18 — поглотитель, 19 — бериллие-вое окно, 20 — источник для контрольных

измерений



Смена образца в вакуумных камерах обычно связана с нарушением вакуума всей системы. Конструкция, лишенная этого недостатка, приведена на рис. 68 [5]. По центру металлического гелие-

вого сосуда 8 проходит вертикальная труба, в которую вставляется держатель образца. Контейнер для образца и труба герметично отделены от остального вакуумного объема криостата. Охлаждение образца осуществляется за счет теплодержателя образца, проводности плотно вставляющегося в медную деталь 9, которой у основания закрыт сосуд 8. После установки образца контейнер и труба заполняются газообразным гелием и откачиваются до необходимого давления. Окна 13 изготовлены из бериллия. Стенки 12 контейнера для образца, находящегося при температуре жидкого гелия, окружены экраном 10 с окнами 14 из алюминиевой фольги.

Держатель A сделан целиком из меди и при наличии обменного газа в контейнере позволяет достичь температуры кипения жидкого гелия, которая зависит от давления в сосуде 8. В держателе Б предусмотрена вставка 16 из нержавеющей стали. На ней намотана печь 17 для достижения температур, лежащих выше точки кипения хладоагента. В табл. 20 приведены температурные характеристики криостата.



Рис. 68. Гелиевый крностат без нарушения вакуума системы при замене образца.

1 -отверстие для держателя образца, 2 -контакты печи и датчики температуры, 3 -вентиль. 4 -ввод и вывод хладоагента, 5 -сильфон, 6 -сосуд для жилкого азота, 7 -вакуумная рубашка. 8 -гелиевый сосуд, 9 -медная деталь, 10 -экран при температуре жилкого сазота, 11 -вентиль (вакуумный), 12 -экран при температуре жидкого гелия, 13 -бериллиевое окно, 14 =алюминиевое окно, 15 -медный стержень, 16 -термическое сопротивление из нержавеющей стали, 17 -печь, 18 -датчик температуры, 19 -образец

Таблица 20

Хладоагент	Тип держателя	Т, °Қ	
Гелий при пониженном давлении Гелий	А А Б Б Б Б	1,6—4,2 4,2 4,3—30 20,5—65 55—77 77 и выше	

Низкотемпературные камеры ЯГР-спектрометрии, предназначенные для работы в геометрии рассеяния, должны дополнительно обеспечивать возможность регистрации низкоэнергетических у-квантов в широком диапазоне углов.

При необходимости охлаждения только рассеивателя можно воспользоваться рентгеновскими низкотемпературными камерами, обеспечивающими возможность регистрации отраженного у-излучения в диапазоне углов θ от 0 до 164°.

Разработан ряд специальных конструкций, которые позволяют получать при охлаждении колеблющегося источника и поглотителя необходимую геометрию съемки. На рис. 69 [6] приведен гелиевый криостат, в котором объем, содержащий источник и рассеиватель, является частью трубопровода, ведущего от резервуара с жидким гелием к механическому насосу. Объем охлаждается в большей степени потоком гелия, чем за счет теплопроводности трубопровода. В трубопроводе и радиационном экране в месте выхода рассеянных γ -лучей расположены закрытые алюминиевой фольгой окна длиной 75 *мм*. Расстояние между источником и рассенвателем 76 *мм*. Общая длина криостата 1000 *мм*, наружный диаметр — 35 *мм*, внутренний диаметр — 19 *мм*, радиационный экран — медный, толщиной 1,6 *мм*.

Привод представляет собой обычную систему из двух громкоговорителей, обращенных друг к другу задними стенками. Стержень привода на обоих концах имеет сильфоны, присоединенные к объему криостата для уравновешивания сил, действующих на него во всем рабочем диапазоне давлений. Ведущий шток удерживается коаксиально дьюару с помощью немагнитного сильфона, помещенного вблизи источника.

При сборке или замене образца съемное устройство с источником и рассеивателем вставляется в криостат и присоединяется к вибратору. Объем криостата откачивается и наполняется газообразным гелием. Насадочная труба, опущенная в гелиевый дьюар, свинчивается с наконечником криостата и дьюар поднимается в наиболее близкое по условиям эксперимента положение к источнку и поглотителю. Дьюар соединен с предохранительным клапаном, установленным на давление чуть выше атмосферного.

Разность температур источника и рассеивателя составляла 0,5°К при 15К° и 10°К при 50°К. К достоинствам такой конструкции можно отнести отсутствие рубашки с жидким азотом.

Вышеприведенные конструкции криостатов не охватывают всего многообразия низкотемпературных камер ЯГР-спектрометрии. Они служат лишь иллюстрацией основных методов получения низких температур.

Методы регулирования температур зависят от способов охлаждения образца. Для установления и поддержания нужной температуры применяются следующие способы регулирования температуры: замена хладоагента (при этом температура меняется скачками), изменение поверхности теплового контакта охлаждаемого объекта к хладоагентам (изменение теплового сопротивления) или электроподогрев (держателя образца или стенок контейнера), из-





Рис. 69. Гелиевый криостат для экспериментов по рассеянию.

I — рассенватель, 2 — источник, 3 — радиационный экран, 4 — соединение, уравновешивающее разность тепловых расширений, 5 — съемное устройство для получения рассеяния, 6 — детектор, 7 — свинцовый экран, 8 — дыоар с гелием, 9 — труба для откачки гелия, 10 — выход на вакуумный насос, 11, 14, 15 — сильфоны, 12 — вибратор, 13 — разъем, 16 — свинец, 17 — люситовая пробка, 18 — алюминиевая фольга. менение скорости потока охлажденного (холодного) газа или изменение его температуры за счет электроподогрева. Возможно также комбинированное применение этих способов.

Изменение поверхности теплового контакта охлаждаемого объекта с хладоагентом (изменение теплового сопротивления) осуществляется в криостатах, приведенных на рис. 66 и 68 для перехода от одного диапазона температур к другому. Оно осущеставляется заменой стержня, соединяющего дьюар с хладоагентом и контейнер с образцом.

Электрический подогрев потока газа, держателя образца или стенок контейнера осуществляется проволочными нагревателями.

Заданная мощность нагревателя поддерживается с помощью следящей системы с обратной связью. Основными элементами этой системы являются датчик температуры и управляемый источник питания, который в простейшем случае состоит из схемы сравнения сигнала датчика температуры с сигналом заданной температуры, усплителя сигнала рассогласования и устройства меняющего параметры цепи нагревателя. Параметры цепи нагревателя могут меняться скачкообразно по принципу больше - меньше необходимой мощности (рис. 70, а) или непрерывно (рис. 70, б). Схема стабилизации температуры включает в себя в качестве датчика температуры термопару. Сравнение термо-э. д. с. термопары с э. д. с., соответствующей требуемой температуре, производится на низкоомном потенциометре. Наиболее часто применяются потенциометры марок: Р-306, ПП-63, КП-59, ПМС-48 и др. Сигнал рассогласования подается на усилитель постоянного тока (Ф-18, Ф-115, Ф-116 и т. п.). Усиленный сигнал в зависимости от величины и полярности переключает реле в одно из положений, которое соответствует большей или меньшей мощности. Таким образом, при достижении температуры несколько выше, чем заданная, схема переключает нагреватель на меньшую мощность, а при температуре несколько ниже, чем заданная, — на большую мощность.

Днапазон ΔT колебаний около заданной температуры зависит от чувствительности датчика температуры, инерционности датчика, нагревательной печи и остальных элементов схемы. В низкотемпературных камерах при использовании медь-константановых термопар или термометра сопротивления сравнительно легко получают стабильность по температуре не хуже $\pm 0.2^{\circ}$ K, а в отдельных случаях $\pm 0.01^{\circ}$ K.

Принципиальная схема непрерывного слежения за температурой, при которой изменение мощности нагревателя пропорционально отклонению температуры от заданной, приведена на рис. 70, б [7].

Как и в предыдущем случае, сигнал датчика температуры 1 сравнивается с сигналом, отвечающим заданной температуре. Разность между этими сигналами или отклонение температуры от заданного наблюдается по смещению светового зайчика — гальванометра 3. Стабильность температуры достигается следующим образом. Сопротивление включается в цепь базы достаточно мощного транзистора 5, а нагреватель криостата 9 служит эмиттерной нагрузкой этого транзистора. Фотосопротивление располагается на шкале гальванометра таким образом, что когда $\Delta E = 0$, только половина его освещается зайчиком. Когда фотосопротивление полностью освещено, на нагреватель подается минимальный ток, в то



Рис. 70. Схемы регулирования температуры.

1 — датчик температуры, 2 — компенсационный потенциометр, 3 — усилитель постоянного тока, 4 — реле, 5 — сопротивление, 6 — источник, 7 — нагреватель криостата, 8 — гальванометр, 9 — фотосопротивление, 10 — осве титель, 11 — установочное сопротивление.

время как при отсутствии освещения нагреватель получает максимальный ток. Этот максимальный ток устанавливается первоначально при помощи переменного сопротивления 8 таким образом, что он делает температуру приблизительно на 2°К больше требуемой. Затем образец охлаждается ниже требуемой температуры и питание нагревателя включается заново, когда фотоэлемент освещается частично и ток нагревателя имеет величину ниже максимальной. Благодаря непрерывному изменению тока нагревателя в зависимости от освещения, колебания температуры доводятся до минимума. Даже для массивных, инерционных держателей (50 г меди) в этой системе максимальное отклонение температуры составляет 0,2°К. Система стабилизации температуры изменением скорости потока холодного газа также является следящей системой с обратной связью. Основным элементом является датчик температуры и регулируемое этим датчиком устройство, изменяющее скорость прохождения газа.

Если газ находится в дьюаре при давлении выше атмосферного, то достаточно в конце газопровода поставить управляющий вентиль, который переводится исполнительным механизмом системы



Рис. 71. Схема стабилизации температуры в газовом криостате: *I* – криостат, *2* – форвакуумный насос, *3*, *4* – игольчатые вентили, *5* – дроссельный вентиль, *6* – датчик температуры, *7* – схема компенсации, *8* – усилитель исстоянного тока, *9* – реле, *10* – источник питания термометра сопротивления

слежения в положение меньше при понижении температуры в криостате. При работе с гелием обычно применяют форвакуумный насос, который обеспечивает откачку гелия и прохождение его через криостат.

В качестве иллюстрации рассмотрим несложную систему стабилизации температуры в газовом криостате (рис. 71) [4]. Газообразный гелий после прохождения через криостат разделяется на две параллельные ветви в отношении приблизительно 1:10, затем собирается и откачивается форвакуумным насосом. Игольчатый вентиль основной системы служит регулятором количества проходящего газа и соответственно температуры в криостате.

Игольчатый вентиль параллельной ветви определяет часть газового потока, служащего для стабилизации температуры. Поток параллельной ветви можег прерываться с помощью дроссельного вентиля.

Как и ранее, сигнал датчика температуры сравнивается в компенсационной схеме с сигналом, точно соответствующим требуемой температуре. Сигнал рассогласования усиливается усилителем постоянного тока и приводит в действие реле, управляющее дроссельным вентилем параллельной ветви. На схеме рис. 71 в качестве датчика температуры показан термометр сопротивления, в компенсационной схеме можно использовать соответствующий измерительный мост. Усилитель постоянного тока и реле — аналогичные схеме регулирования температуры на рис. 70. Система достаточно стабильна и изменение температуры не превышает одного градуса.

С любой из приведенных систем стабилизации можно сочетать устройство, записывающее температурные отклонения и возможный дрейф температуры.

Как уже отмечалось, рассмотренные схемы не охватывают всех методов стабилизации температуры и не отражают возможностей комбинированных способов стабилизации температуры.

Например, электроподогрев, применяемый в азотном криостате, изображенном на рис. 65, одновременно стабилизирует температуру держателя образца и температуру газа, смывающего камеру термостатирования.

Подчеркивая значение термостатирования образцов, можно отметить, что его применение не только способствует уменьшению градиентов в образце, но и существенно повышает стабильность температуры.

Высокотемпературные камеры. Электрические печи сопротивления оказались наиболее удобными и универсальными для получения в камерах ЯГР-спектрометров температур выше комнатной.

В зависимости от поведения образца при нагревании, температурного интервала и других особенностей камеры бывают вакуумными или газонаполненными.

Для достижения температур до 400°С в отсутствие окисления образца газом-наполнителем может служить воздух и конструкция камер особенно проста.

При более высоких температурах — до 700°С — камеры наполняют азотом или аргоном и применяют принудительное охлаждение кожуха.

При температурах выше 700°С широкое распространение получили вакуумные камеры с водяным охлаждением кожуха. Обычно в этих камерах предусматривается возможность наполнения рабочего объема инертным газом.

Материалы для узлов температурных камер выбираются в соответствии с их назначением и учетом температурных, вакуумных и других особенностей условий эксплуатации прибора: цветные сплавы применяются для охлаждающих кожухов камер; нержавеющие стали, никель и его сплавы — для корпуса и каркаса печей, кварц и высокотемпературные плохопроводящие материалы для распорок, молибден и никель — для радиационных экранов, бериллий и алюминий — как материалы окон, служащих для пропускания ү-квантов.

В высокотемпературных камерах ЯГР-спектрометрии ярко проявляются противоречия требований минимальных градиентов температуры в образце и удовлетворительной геометрии опыта. В качестве примера малогабаритной камеры рассмотрим приведенную на рис. 72 высокотемпературную печь [8]. Латунный кожух снабжен цилиндрическим каналом для охлаждения водой. С одной стороны кожух закрывается крышкой с уплотнительным кольцом круглого сечения; в крышке и в противоположной закрытой стороне кожуха на таких уже уплотнениях смонтированы окна.

Для защиты от перегревания окон, которые охлаждаются только за счет теплопроводности их оправ, в корпус ввинчены медные



Рис. 72. Малогабаритная высокотемпературная камера:

1 — латунный кожух, 2 — канал для охлаждения водой, 3 — крышка, 4 — окна из фольги, 5 — отражающий экран, 6 — распорки, 7 каркас. 8 — облютка нагревателя, 9 — образец, 10 — вывод термопары



Рис. 73. Малоградиентная высокотемпературная камера:

1 — бериллиевое окно, 2 — регулирующая термопара, 3 — измерительные термопары, 4 — кожух камеры, 5 — бериллиевые экраны, 6 — корпус печи, 7 — вакуумные уплотнения

отражательные экраны, используемые также для фиксации положения кварцевых распорок.

Кварцевые распорки поддерживают каркас печи, изготовленный из никелевого сплава с малым коэффициентом теплового расширения. В каркасе расположен мощный нагреватель с обмоткой из высокотемпературной проволоки, имеющей хороший тепловой контакт с корпусом печи, также изготовленной из никелевого сплава. Отверстие в корпусе на половине длины имеет днаметр 10 мм, а на другой половине отверстие больше и имеет резьбу. В это отверстие ввинчивается цилиндрическая зажимная втулка, с помощью которой крепится зажатый в металлические фольги образец. Внутренний диаметр зажимной втулки равен 10 мм, что обеспечивает свободный канал диаметром 100 мм для прохождения γ-излучения. В более толстой половине стенки каркаса нагревателя просверлено параллельно его оси отверстие диаметром 0,6 мм, в которое вставлена изолированная хромель-алюмелевая термопара. Горячий спай подводится как можно ближе к поглотителю.

Камера предусматривает создание нейтральной атмосферы для исследования веществ, испаряющихся в воздухе при высоких температурах. Максимальная температура, достигаемая в печи — 1200°С.

Достоинством печи является малое поглощение γ -квантов низких энергий, малые линейные размеры (~ 40 мм) в направлении прохождения γ -квантов. Градиенты по образцу, имеющему днаметр 10 мм, не превышают трех градусов при рабочей температуре 300°С.

При необходимости исследования образцов большого диаметра с минимальными градиентами температур по образцу линейные размеры камеры возрастают. Подобная печь с диаметром образца 20—25 мм и разностью температур между краем и центром образца меньше 0,3°С при температуре 900°С приведена на рис. 73 [3]. Латунный, цилиндрический, охлаждаемый водой (охлаждение на рисунке не показано) кожух закрыт с торцов крышками с вакуумными резиновыми уплотнениями. В крышке имеются окна для прохождения ү-лучей, закрытые бериллиевой фольгой или слюдой. Каркас печи из высокотемпературного сплава жестко крепится к кожуху тонкими, обладающими плохой теплопроводностью распорками. В каркас заключен никелевый корпус с намотанной на него спиралью из нихромового провода.

Вся камера откачивается и основными процессами теплопередачи являются теплопроводность и лучеиспускание. Поэтому между спиралью и корпусом печи обеспечивается хорошо тепловой контакт и применяются радиационные экраны. Равномерное распределение температуры в образце создается за счет увеличения длины печи (50 мм) и четырех бериллиевых экранов толщиной 0,2 мм. Общая длина камеры возрастает до 120 мм.

Интересна попытка сочетания малых градиентов температуры по образцу диаметром 20 *мм* с малыми размерами в направлении прохождения у-квантов в камере, разработанной в работе [9].

Отличительной чертой конструкции этой камеры является расположение нагревателей. Нагреватели имеют форму шайб с внутренним диаметром 20 *мм*, толщиной 5 *мм* и располагаются симметрично относительно плоскости и оси образца.

До 700°С камера заполняется аргоном и нагрев образца ведется за счет всех трех способов передачи тепла, при более высоких температурах камера откачивается и нагрев образца осуществляется только за счет теплопроводности и в основном лучеиспусканием. Уменьшению градиентов по образцу способствует геометрическое расположение нагревателей и выравнивающие температуру экраны из бериллия между нагревателем и образцом. Длина камеры $\sim 60 \, \text{мм}$, максимально достигаемая температура 1200—1400°С.

Электрические схемы регулирования и стабилизации температуры в высокотемпературных камерах аналогичны системам регулирования и стабилизации температуры при применении электроподогрева в низкотемпературных камерах; некоторое различие заключается в мощности или силе тока, проходящего через нагреватель. Для повышения точности поддерживания заданного режима можно рекомендовать расположения термопары для регулирования температуры вблизи от нагревателя.

В заключение этого параграфа рассмотрим компактную температурную камеру с широким диапазоном температур 85—900°К, которая приведена на рис. 74 [10].



Рис. 74. Широкодиапазонная температурная камера:

1. 16 — трубки для передачи хладоагента, 2 — тепло- и электроизоляция, 3 — кожух, 4 — держатель образца, 5, 15 — окна, 6 — измерительная термопара, 7 — образец, 8 — контрольная термопара, 9 — электроизояяция, 10 — нагреватель, 11 — контейнер с хладоагентом, 12 — наружный кожух, 13 — вакуумный объем 14 — трубка для ввода термопары, 17 — ребра радиатора

Камера довольно сложной конструкции имеет 100 мм в диаметре, высота 55 мм и пропускает ү-излучение с углом расходимости 12°. Конструкция камеры концентрическая. Она состоит из медного контейнера для образца 4, внутреннего кожуха 3, нагревательного элемента, тороидального герметического сосуда с хладоагентом и герметичного наружного кожуха. Сосуд с хладоагентом крепится к наружному контейнеру с помощью трех радиальных трубок с двойными стенками. Две из внутренних трубок используются для передачи жидкого хладоагента, а через третью вводится контрольная термопара. Используются два радиационных экрана с высокой отражательной способностью; окна в экранах из алюминиевой фольги, окна наружного кожуха — из майлара.

Температура изменяется термопарой, введенной в контейнер Регулировка осуществляется с помощью второй термопары, присоединенной к усилителю с большим коэффициентом усиления и регулирующей ток питания нагревателя.

При температурах выше комнатной хладоагент в сосуде отсутствует и необходимая температура задается мощностью печи.

При температуре ниже комнатной для охлаждения камеры ис-

пользуется непрерывный поток жидкого азота. Жидкость протекает через камеру под действием силы тяжести из сосуда, где ее уровень поддерживается постоянным с помощью специального прибора. Соответствующая температура в контейнере достигается, как и при температурах выше комнатной, за счет мощности нагревателя. Температурная стабильность не ниже 1°K во всем интервале. Граднент температуры по образцу менее 2°K.

Измерение температуры. Точность определения температуры зависит от чувствительности датчика температуры, воспроизводимости его показаний, точности градуировки и класса точности измерительной аппаратуры.

В качестве датчиков температур в камерах ЯГР-спектрометров наиболее широкое распространение получили термометры сопротивления и термопары; в отдельных низкотемпературных камерах возможно применение газовых термометров.

Применение того или иного датчика определяется конструктивными особенностями камеры, и, прежде всего, диапазоном измеряемых температур. В области гелневых температур от самых низких (~1,0° K) до 20° К, где термопары становятся весьма мало чувствительными, используются угольные и германиевые термометры сопротивления. Они обладают полупроводниковым характером проводимости, имеют отрицательный температурный коэффициент сопротивления и повышают свою чувствительность по мере понижения температуры. Хорошие результаты получаются при использовании монокристаллов германия, легированного мышьяком, галлием или сурьмой. К сожалению, показания германиевых термометров зависят от внешних магнитных полей и имеют сложную зависимость от температуры, что вынуждает градуировать их по многим точкам.

Перечисленных недостатков лишены угольные термометры. Чувствительность угольных термометров сопротивления приблизительно обратно пропорциональна измеряемой температуре. Однако возможен дрейф их градуировок при циклических изменениях температур в широком диапазоне. В качестве термометров можно использовать обычные угольные радиосопротивления, но иногда возникает необходимость изготавливать их в лабораторных условиях. Технология изготовления описана в работе [11].

Применяемые при низкотемпературных измерениях термометры дают удовлетворительную воспроизводимость показаний при нагревании до комнатной температуры (например, неоднородность показаний для угольных термометров составляет 0,05° K). В интервале температур 1—20° К термометры сопротивления градунруются в основном по показаниям газовых термометров.

Заметим, что для гелиевого диапазона температур в литературе описаны случаи применения термопар на основе золота, серебра и меди с добавками кобальта и железа: (Au+2,11 at% Co-Cu); (Au+2,11 at% Co) — (Ag+0,37 at% Au); (Au+0,02-0,03 at% Fe-Cu); (Au+1 at% Co) — (Ag+1 at% Au); (Au++0,03 at% Fe — хромель) [12].

При температурах выше 20° К термометры сопротивления также применяются, но основным датчиком температур являются термопары, как приведенные выше, так и медь-константановые, особенно удобные тем, что их термо- э. д. с. могут быть выражены уравнением второй степени с точностью ±0,05°К.

Показання датчиков температур до точки кипения жидкого кислорода (90,19° К) градуируются газовым термометром, а выше, до комнатной температуры, основным интерполирующим инструментом является платиновый термометр сопротивления; причем чистота платины и конструкция термометра должны быть такими, чтобы

$$\frac{R_{100 \text{ C}}}{R_{0 \text{ C}}} \ge 1,3920,$$

В лабораториях платиновые термометры сопротивления применяются для определения температуры и градуировки датчиков температур вплоть до 10° K [12].

Датчики температур, в основном термопары, применяющиеся для измерения температур выше комнатной, в лабораторной практике калибруются по показаниям образцовой термопары или по основным реперным точкам температурной шкалы, приведенной в табл. 21.

T	а	б	Л	И	Ц	а	21
---	---	---	---	---	---	---	----

Фиксируемая точка равновесия	Темпе ратуры равновесия*, ^с С	
Между жидким кислородом и его паром Между льдом и водой, насыщенной воздухом Между водой и ее паром при кипении Между жидкой серой и ее паром при кипении Между жидким и твердым серебром Между жидким и твердым золотом	$-182,97 \\ 0,00 \\ -100,00 \\ 444,60 \\ 860,80 \\ 1063,00$	

* Температуры приведены для давления 760 мм рт. ст.

Наиболее употребительными являются термопары: медь-константан (до 500° С), хромель-копель (до 800° С), хромель-алюмель (до 1000° С), никель-нихром (до 1200° С), железо-константан (до 900° С), константан-серебро (до 500° С), платина-платина+рений (до 1200° С) и платина-платина+родий (до 1600° С) [1, 12].

Термопары в качестве датчиков температуры нашли широкое применение благодаря ряду достоинств: простоты изготовления; малой теплоемкости и инерционности (время установления равновесия); малому изменению теплового режима, вносимого за счет введения термопары; простой регистрации сигнала.

Рабочий спай термопары, очень маленький по объему, помещается или в образец, если имеется такая возможность, или в точку, температура которой наиболее близка к температуре образца. Измеренная величина термо-э. д. с. может быть использована для определения температуры, если известна температура опорного спая. Обычно опорный спай поддерживается при постоянной температуре с помощью термостата. Точность поддержания температуры опорного спая должна быть приблизительно на порядок выше точности измерения температуры. Это особенно важно при низкотемпературной термометрии, где для этой цели чаще всего применяется термостат, строго воспроизводящий тройную точку воды [12]. Иногда при измерении низких температур существенное преимущество дает помещение спаев в жидкий азот или гелий. Это может существенно уменьшить паразитные эффекты, связанные с градиентом температуры вдоль проводов термопары (эффект Томсона).

Основные требования, которыми руководствуются при выборе термопар, следующие:

 отсутствие изменений химического состава и повреждений при условиях, возникающих в камере во время работы в измеряемом диапазоне температур;

 необходимость монотонной зависимости э.д.с. от температуры, имеющей аналитическое выражение или описываемой точными графиками или таблицами зависимости термо-э.д.с. от температуры;

3) большая и хорошо воспроизводимая величина термо-э.д.с.

Большое значение для качества термопар имеет гомогенность — химическая и физическая однородность — проводов термопары. Достаточно гомогенная проволока не дает заметных переменных э.д.с. на концах при создании значительных градиентов температур вдоль ее длины. Для устранения механических неоднородностей термопары перед употреблением отжигают и при использовании стараются не допускать механических повреждений.

Для измерения показания термометров сопротивления пользуются либо мостовыми, либо потенциометрическими схемами. При измерении следует вводить поправку на изменения сопротивления подводящих проводов при переходе от одной температуры к другой. Следует помнить, что термометр сопротивления показывает температуру, усредненную по объему, который он занимает, а термопара дает показания, отвечающие температуре точки расположения спая.

§ 2. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПРИ НАЛОЖЕНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Исследование поведения мессбауэровского ядра во внешнем магнитном (поперечном или продольном) поле представляет обширную дополнительную информацию о магнитных свойствах вещества. Наложение внешнего магнитного поля упрощает расшифровку сложных спектров, уменьшая число мессбауэровских линий и изменяя интенсивность оставшихся компонент. При измерении в магнитном поле линии мессбуаэровского спектра оказываются эллиптически поляризованными, причем характер поляризации зависит от угла между направлением распространения у-квантов и внешнего поля.

В зависимости от задачи, стоящей перед экспериментатором, магнитные устройства спектрометров ЯГР должны обеспечивать требуемую величину магнитного поля в месте расположения источника или поглотителя, не оказывая влияния на параметры спектрометра. При конструировании таких устройств необходимо предусмотреть возможность охлаждения или нагревания исследуемых объектов в магнитном поле. Однородность магнитного поля для обычных экспериментов по эффекту Мёссбауэра достаточно обеспечить порядка 1—5%.

Ниже мы кратко остановимся на получении магнитных полей в соленоидах и магнитах, которые применялись в экспериментах по эффекту Мёссбауэра или могут быть применены без существенных конструктивных изменений.

Соленоиды. Простейшая конструкция соленоида может быть выполнена в виде нескольких витков медного провода, навитого на металлический или диэлектрический каркас заданной конфигурации. При плотностях тока 500 *a/см*² тепловой поток через поверхность соленоида достигает 1 *вт/см*², что ограничивает предел поля в неохлаждаемых соленоидах до 500—1000 э. Охлаждение соленоида проводится циркулирующими или проточными жидкостями: вода, масло, керосин.

Напряженность магнитного поля H в центре соленоида связана с потребляемой мощностью W, сопротивлением провода ρ , коэффициентом упаковки провода λ и внутренним радиусом соленоида a соотношением:

$$H = G \sqrt{\frac{W\lambda}{\rho a}}, \tag{5.1}$$

где G — постоянная Фабри, определяемая формой обмотки и распределением тока в ней. При постоянной плотности тока G не превышает значения 0,172 и чувствительна к форме. Так, при мощности 1 Мөт, в соленоиде с внутренним диаметром 1 см поле Hравно 100 кэ. Если при максимальном значении G объем меди равен 250 см³, то на 1 см³ объема рассеивается мощность 4000 вт. Рассеяние столь большой мощности требует создания интенсивного охлаждения соленоида. Для отвода тепловой энергии, способной моментально разрушить соленоид, создают эффективные системы охлаждения, а для питания соленоида — специальные электрические подстанции.

Первый мощный соленоид постоянного тока построен Биттером в 1939 г. [13]. В соленоиде было получено поле напряженностью 100 кэ в объеме 25 см³. Соленоид представлял собой набор медных шайб с суммирующими прокладками. Шайбы образовывали непрерывную спираль и были снабжены отверстиями для протекания охлаждающей жидкости (в качестве охлаждающей жидкости использовалась вода). Соленоид питался от мотор-генератора, развивающего мощность 1,7 *Мвт* (170 в, 10 ка). Форма витков и оптимальные размеры были выбраны на основе формулы (5.1). Позднее в ряде стран появились усовершенствованные соленонды, по конструкции сходные с соленоидами Биттера.

Имеется принципиальная возможность использования импульсных магнитных полей в исследованиях по эффекту Мёссбауэра. Но необходимо помнить, что при прохождении через соленоид кратковременного импульса тока магнитное поле в окружающем пространстве меняется и по величине, и по конфигурации. Поэтому для осуществления этого проекта следует увеличить фронт импульсов поля и интенсивность мессабуэровских излучателей. Решение этой задачи позволило бы достигнуть максимальных полей 500 кэ при наименьших затратах.

Магниты. Магнитный поток, созданный соленоидом, можно усилить с помощью ферромагнитного сердечника. Под действием поля сердечник намагничивается и суммарный магнитный поток складывается из потока поля и потока намагниченности. Плотность суммарного потока (магнитная индукция) равна

$\mathbf{B}=\mathbf{H}+4\pi\mathbf{J},$

где **Ј** — намагниченность образца.

Число ампервитков, или магнитодвижущая сила, которую необходимо приложить, чтобы получить ту или иную величину магнитного поля, зависит от величины зазора, формы полюсов и степени намагниченности ферромагнетика.

При слабых магнитных полях для преодоления магнитного сопротивления зазора между полюсами используется железный сердечник. В этом случае магнитное поле определяется формулой [14]

$$H=\frac{4\pi Ni}{a},$$

где N — полное число витков, *i* — сила тока и *a* — расстояние между полюсами магнита.

Однако при насыщении железа его магнитное сопротивление возрастает, что ограничивает возможность магнита с цилиндрическим сердечником. Максимальное магнитное поле, полученное в таких магнитах, составляет не более 11 кэ.

Для электромагнитов без сердечников положение несколько улучшается, особенно если применяются полюсные наконечники сложной формы. При этом поле, создаваемое в зазоре, будет равняться сумме полей обмотки и наконечников. Для простейших форм наконечников можно просто рассчитать это поле. Так, например, для наконечников в виде усеченного конуса напряженность поля определяется по формуле

$$H = 4\pi M \left[\frac{1}{2} + \frac{3}{8} \ln \frac{r_1}{r_2} \right],$$

где M — намагниченность насыщения материала наконечника, r_2 — радиус вершины конуса, r_1 — радиус основания конуса на месте присоединения к цилиндрическому сердечнику. Для железа и сталей, обычно применяемых в магнитах, $4 \pi M = 22 - 24 \kappa \beta$. При применении конических наконечников со значением $r_1:r_2=10$ и при значении $4 \pi M$, равном 22 $\kappa \beta$, находим, что $H=30 \kappa \beta$. Напряженность в зазоре увеличивается с уменьшением его величины, так, если магнит дает 53 $\kappa \beta$ на 1 см зазора, то при зазоре 5 мм напряженность равна 50 $\kappa \beta$ и т. д.

Немаловажным недостатком магнитов с сердечником является увеличение веса магнитов с ростом поля. Как показано в работе [15], если магнит весом 100 τ дает поле 80 κ э в зазоре 2 mm, то вес магнита, создающего поле 100 κ э, в том же зазоре достигает 10000 τ , что конечно невыгодно экономически. Наиболее мощные электромагниты представляют собой дорогостоящие сооружения, а полученные в них поля не превышают 100 κ э.

В измерениях по эффекту Мёссбауэра для определения знака поля целесообразно использовать лабораторные электромагниты, имеющие разумный вес и размеры и потребляющие небольшую мощность. Желательным является возможность поворота магнита на определенный угол по отношению к направлению пучка у-квантов.

Опишем конструкцию одного из лабораторных магнитов типа ФЛ-1 [16], который может быть использован при разнообразных физических исследованиях, в том числе и при определении знака поля $H_{\phi\phi\phi}$. На рис. 75 приведен разрез электромагнита ФЛ-1. Ярмо электромагнита 1 отлито из железа «армко». Легко подвижные керны могут перемещаться вдоль втулки, запрессованной в ярмо, при помощи маховиков 2, что позволяет устанавливать нужный зазор между полюсами наконечников в пределах от 0 до 100 мм. На керны насаживают сменные полюсные наконечники различных диаметров. На магните устанавливаются четыре катушки, имеющне 5400 внтков с общим сопротивлением 16,8 ом. Клеммы катушек электромагнита 6 позволяют включать катушки в цепь питания последовательно или параллельно. Максимальная потребляемая мощность при напряжении в 22 в составляет 3 квт. Измерение напряженности магнитного поля показало, что при токе в 15 а, диаметре полюсных наконечников 25 мм и расстоянии между ними, равном 12 мм, можно получить поле напряженностью около $2,5 \cdot 10^4$ э. Вес лабораторного электромагнита ФЛ-1 составляет около 900 кг, его габаритные размеры $420 \times 625 \times 1160$ мм.



Рис. 75. Конструкция лабораторного электромагнита ФЛ-1: 1 — ярмо, 3 — маховик, 4 — закрепляющие колодки, 2, 5 — катушки, 6 — стержень из железа «армко», 7 — колодка с клеммами

Сверхпроводящие магниты и соленоинды. Новые возможности для создания высоких магнитных полей появились после недавнего открытия сверхпроводящих материалов, сохраняющих сверхпроводимость в магнитных полях порядка 200 кэ и при плотностях тока 100 000 a/cm² [17].

Соленоид из сверхпроводящего материала потребляет энергию только на создание магнитного поля, это идеальный магнитный конденсатор, будучи один раз заряженным, он сохраняет неограниченно долго запасенную энергию. Сверхпроводящие магниты и соленоиды выгодно отличаются своей компактностью, идеальной стабильностью, низкими шумами и экономичностью.

В табл. 22 приведены сравнительные характеристики обычных и сверхпроводящих соленондов из различных материалов, генерирующих поле в 100 кэ [18].

После открытия Камерлинг-Оннесом явления сверхпроводимости [19] предпринималось множество попыток создать сверхпроводящий магнит или соленоид. Однако проблема построения сверхпроводящих магнитов и соленоидов осложия-

Таблица 22

Материал обмотки	Внутрен- ний, диа- метр, <i>см</i>	Охладитель	Потребляемая мощность, Мвт	Стонмость млн. руб.	Стоимость потребляемой энергии за год, млн. руб.
Медь Nb₃Sn Медь Алюминий Натрий Nb₃Sn	5 5 90 90 90 90	Вода Гелий (4,2°К) Вода Гелий (20°К) Гелий (10°К) Гелий	3,5 0,001 60 9 9 0,01	$0,5 \\ 0,15 \\ 5 \\ 67 \\ 67 \\ 25$	0,25 4,2 0,64 0,64

лась тем, что для большинства известных сверхпроводников сверхпроводимость разрушалась уже в слабом магнитном поле. Было установлено, что действие магнитного поля на сверхпроводник не зависит от того, создается ли оно током, текущим по сверхпроводнику, или генерируется внешним источником. Магнитное поле, при котором сверхпроводник переходит в нормальное состояние, было названо критическим полем H_c . Кроме того, было установлено, что сверхпроводи мость нарушается при определенном для данного сверхпроводника значении тока j_c ; это, как указал Сильсби [20], вызвано действием магнитного поля, создаваемого этим током; т. е. влияние тока представляет собой вторичный эффект.

Наиболее важным свойством сверхпроводников является отсутствие у них электрического сопротивления. Благодаря этому тепловые потери не возникают и силовые поля могут быть получены практически без потребления мощности. Подвод мощности извне требуется лишь для создания начального поля.

Второе важное свойство сверхпроводников было открыто Мейсснером и Оксенфельдом [21], которые обнаружили, что сверхпроводники — идеальные диамагнетики. Исчезновение магнитной индукции внутри сверхпроводника было названо эффектом Мейсснера: ток, протекающий сначала в толще металла, при переходе его в сверхпроводящее состояние мгновенно превращается в поверхностный. Магнитное поле равно нулю в массе сверхпроводника и отлично от нуля в очень тонком поверхностном слое. Отсутствие магнитного поля в сверхпроводнике явилось первым серьезным препятствием на пути создания сверхпроводящих магнитов. После достижения магнитным полем некоторого критического значения оно стремится проникнуть в сверхпроводник и разрушить его. Согласно теории сверхпроводимости ГЛАГ (по именам создателей Гинзбурга, Ландау, Абрикосова, Горькова) [22], критические поля и температуры некоторых сверхпроводников должны быть очень большими и для некоторых из них верхнее критическое поле может достигать 300 кл. По этой теории существует безразмерный параметр, который позволяет все сверхпроводящие сплавы разделить на два типа: с отрицательной поверхностной энергией (сверхпроводник II рода) и с положительной поверхностной энергией (сверхпроводник I рода) на границе раздела сверхпроводящей и нормальной фаз. Отрицательная поверхностная энергия может иметь

место, если $\varkappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$. Когда $\varkappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$, то проявляются хорошо известные сверх-

проводящие свойства, в частности, эффект Мейсснера. Примером служат сверхпроводящие элементы, например олово и свинец. Для таких сверхпроводников, в зависимости от формы и положения сверхпроводника относительно поля, разрушение сверхпроводимости наступает при определенном поле H_c , при котором поток проникает внутрь сверхпроводника и сверхпроводник становится нормальным проводником.

Когда ж> $\frac{1}{\sqrt{2}}$, магнитные свойства становятся более сложными. При перво-

начальном увеличении магнитного поля поток выталкивается из сверхпроводника вплоть до значения «нижнего критического поля» *H*_{c1}, при котором поле начинает постепенно проникать внутрь и этот процесс продолжается вплоть до «верхнего критического поля» H_{c2} . В области от H_{c1} до H_{c2} отдельные квантованные нити магнитного потока проникают внутрь сверхпроводника и их плотность растет с увеличением поля. Чем больше значение \varkappa , тем больше величина H_{c2} (тем меньше величина H_{c1}), и в области от H_{c1} до H_{c2} материал может рассматриваться как имеющий нулевое сопротивление для очень малых токов.

При разработке сверхпроводящих магнитов обнаружилось еще одно свойство сверхпроводников. Оказалось, что допустимые плотности тока в соленоиде часто значительно меньше критического значения, которое определялось для коротких образцов той же проволоки в аналогичном магнитном поле. Этот факт был назван деградацией тока. Деградация вызывается проникновением магнитного потока в сверхпроводник второго рода. Степень деградации зависит от многих факторов: геометрии соленоида, состава сверхпроводника, диаметра проволоки, механических усилий, теплоотвода и т. д. Иногда деградацию удается снизить; так, на свойствах катушки положительно сказывается изолирование проволоки медью, пропитка обмотки.

Важной характеристикой при построении соленоида является кривая зависимости критической плотности тока от внешнего магнитного поля. Значения критического тока, полученные при определенном внешнем поле для различных образцов одного и того вещества, значительно колеблются, но критический ток возрастает при отсутствии дефектов в кристалле и термообработке.

Сверхпроводящие материалы для электромагнитов должны допускать изготовление проволоки или ленты, обладать большой величиной критической плотности тока и сохранять сверхпроводимость в сильных магнитных полях.

Известные в настоящее время сверхпроводящие материалы можно разделить на две группы:

 легко деформируемые сплавы Nb—Zr, Nb—Ti, тройные сплавы, например, Nb—Zr—Ti,;
 интерметаллические соединения со структурой типа β—W, Nb₃Sn, Va₃Ga и др.

Более практичны для изготовления сверхпроводящих соленоидов сплавы 1-й группы, это связано с относительной простотой методов приготовления проволоки из этих сплавов, они поддаются ковке, прессовке, прокатке и волочению.

Обычно используется круглая проволока диаметром 0,25 мм. Дальнейшее уменьшение диаметра увеличивает плотность тока, способствует устранению деградации. Однако в этом случае возрастают трудности, связанные с приготовлением проволоки и ее намоткой. Интересной особенностью сплавов типа Nb—Zr является сильная зависимость критических токов от степени деформации, а также анизотропия критических токов, определяемая ориентацией внешнего магнитного поля по отношению к плоскости скольжения, возникающей при холодной деформации в прокатанных образцах, например, критический ток максимален, когда внешнее поле ориентировано параллельно плоскости прокатки. Другой интересной особенностью сплавов является возможность увеличения критических токов при помощи специальной термообработки, причем отожженные материалы обладают, как правило, меньшими критическими напряжениями.

Серьезной трудностью, связанной с работой сверхпроводящих магнитов, является переход соленоида по той или иной причине в нормальное состояние. Эта трудность особенно значительна, когда мы имеем дело с соленоидами, в которых запасена большая энергия.

Как известно, сопротивление сверхпроводящих материалов в нормальном состоянии очень велико (порядка сопротивления манганина), поэтому появление в сверхпроводящем соленоиде нормального участка сразу же приводит к возникновению падения напряжения на этом участке и выделению джоулевого тепла. Это может вызвать перегрев обмотки и разрушение ее свойств или образование дуги, которая может полностью разрушить магнит. Для стабилизации обычно увеличивают диаметр проводов обмотки, производят параллельное включение их, предусматривают автоматическое включение в цепь катушки дополнительного сопротивления, вводят цепи демпфирования, индуктивно связанные с катушкой вне криостата, покрывают сверхпроводящие материалы тонким слоем чистого металла, обладающего незначительным удельным сопротивлением при температуре кипения гелия. Развитые в настоящее время методы стабилизации позволяют почти полностью ликвидировать деградацию и использовать максимально достижимые критические токи. Применение обмоток из различных материалов для разных секций соленоида улучшает характеристики соленоида.

Сверхпроводящий соленонд на большие поля был впервые применен в экспериментах по эффекту Мессбауэра для изучения магнитных свойств железа в работе [23]. На рис. 76 показаны установки со сверхпроводящим магнитом, намотанным из Nb — Zr проволоки и создающим поле до 57 кэ [18].

Источник и поглотитель помещаются внутри откачанной трубы, в которую может вводиться обменный газ при различных давлениях. Передача движения вибратора В криостат осуществляется при помощи двух сильфонов, которые предотвращают изменение воздействия на систему движения, при изменении давления обменного газа. Шток, используемый для передачи движения, имеет длину 100 см, причем верхняя часть его изготовлена из нержавеющей стали, а нижняя из микарта. Центрирование штока осуществляется при помощи распорной пружины, соединяющей шток с трубой. Нижняя секция криостата является съемной и соединена с основной частью кольцевым уплотнением из свинца. Для выхода у-квантов из криостата используются три бериллиевых окна.

В работе [24] сообщается о созданин сверхпроводящей гельмгольцевой системы из двух соленоидов на поле 58 кэ в диаметре 2,9 см, которая может быть использована для исследования эффекта Мёссбауэра в поперечном поле. Катушки соленоида изготовлены из нержавеющей стали, покрытой Nb₃Sn (ширина 2,3 см, толщина 0,075 см) и серебром и намотанных из целого куска ленты длиной 680 м. Для





1 — вибратор, 2 — опорные стрежни, 3 — электрический ввод, 4 — откачка гелия, 5 — залявка гелия, 6 — выход паров, 7 — откачки вакуумной рубашки, 8 — уровень азота, 9 — источник, 10 — держатель образца, 11 — бериллиевые окна, 12 — узел сдвоенных сильфонов, 13 — ввод обменного газа, 14 фланец, 15 — заливка жидкого азота, 16 — радиационный экран, 17 — уровень жидкого гелия, 18 — шток, 19 — кольцевое уплотнение, 20 — распорная пружина, 21 — сверхпроводящий магнят, 22 — коваровое уплотнение, 23 — мелый фланец межслоевой изоляции применялась анодированная алюминиевая фольга толщиной 0,025 мм. Поперек каждого слоя были проложены тонкие медные полосы, для того чтобы витки были соединены проводником с малым электросопротивлением. Лента прижималась к медным контактам блока на концевых фланцах механическим зажимом.

Сверхпроводящий соленонд, создающий максимальное поле 140 кэ при температуре 4,2°К и 170 кэ при более низкой темпе-



Рис. 77. Установка со сверхпроводящим магнитом Аргонской лаборатории США:

1 — измерительная катушка, 2 — резиновые мембраны, 3 — источник, 4 — поглотитель, 5 — магнитные экраны, 6 — радиационные экраны, 7 — алюминисвые иластины, 8 — иснопластовый корпус, 9 — сверхпроводящий магнит

ратуре, из аналогичной ленты описан в работе [25]. Катушка состоит из четырех концентрических секций, каждую из которых можно возбуждать отдельно. Соленонд имеет диаметр внутреннего отверстия 3,175 см, наружный диаметр 12,7 см, длину 6,35 см и наматывается из 2600 см сверхпроводящего материала.

Для достижения оптимальных результатов в секциях, начиная с внешней, устанавливаются следующие токи: 60 *a*, 80, 105 и 78 *a*.

При этой комбинации в центре соленоида создается поле 112,4 κ_9 , что соответствует полю 116 κ_9 на внутренних витках центральной секции. Плотность тока в обмотках при этом поле составляет 2,7 · 10⁴ a/cm, а плотность тока в Nb₃Sn равна 2 · 10⁵ a/cm. Ток в двух внутренних секциях соответствует критическому току, определенному на коротких образцах, в то время как токи во внешних секциях меньше, а вторичная секция не полностью стабилизирована. Если все секции соединены последовательно и пита-
ются от одного источника, соленоид дает поле 101 кэ при токе 74 а. Измерения магнитного поля были проведены магниторезистивным датчиком. Запасенная в соленоиде энергия при максимальном поле составляет примерно 9 кдж. Поле свыше 100 кэ можно установить за время не более 30 мин.

Простая установка со сверхпроводящим магнитом, использованная для исследования магнитного момента возбужденного со-

стояния ¹²⁹J, изображена на рис. 77 [26]. В работе использовалось два магнита, дающих поля 56 кэ при 22 а и 48 кэ при 21 а в отверстии диаметром 2,5 см. Соленоид, изготовленный из Nb — Zr, использовался Китченсом и др. [27] в дьюаре с Не⁴ и создавал поле 62 кэ. На рис. 78 показан магнит, создающий поле до 60 кэ, используемый в Лос-Аламосской лаборатории [28]. Достоинством этой установки является то, что магнит, вмонтированный в металлический криостат, образует независимую систему и ΠΟЭΤΟΜΥ можно изменять температуру источника, находящегося в поле от 0,3°К до комнатной.

Температура источника изменяется применением теплового ключа и теплообменного газа.

Удачная конструкция установки с соленондом и криостатом, объединенным в простой и легкий прибор весом всего 13,6 кг, которая после



Рис. 78. Установка со сверхпроводящим магнитом Лос-Аламоской лаборатории США:

1 — сверхпроводящий соленонд, 2 — исгочник, 3 — вакуумный объем, 4 — обменный газ 4 Не или вакуум, 5 — пропорциональный детектор, 6 — поглотигель, 7 — бериллиевое окно, 8 — жидкий 3 Не. 9 — жидкий азот, 10 — жидкий 4 Не

некоторых видонзменений может быть применена в ЯГР-спектрометре, описана в работе [29]. Эта система позволяет получать поле больше 50 кэ в рабочем объеме днаметром 3,8 см при температуре приблизительно 4,2°К и такое же поле в отверстии днаметром 2,54 см при комнатной температуре. Рабочее время между заполнениями гелием достигает 12 час, причем это время зависит от того, как используется магнит.

Магнитное поле создается соленоидом, содержащим около 24 000 витков проволоки Nb — 25% Zr диаметром 0,254 мм с медным покрытнем толщиной 0,025 мм и изоляцией такой же толщины. Каркас катушки изготовлен из упрочненной меди для увеличения теплопередачи к внутреннему отверстию катушки и получения короткозамкнутого витка для защиты магнита при переходе в нормальное состояние. Обмотка соленонда снабжена сверхпроводящим ключом, что позволяет отключить питание после того, как в магните возбуждено поле. Криостат для магнита представляет дьюар со стенками из нержавеющей стали, вакуумный объем между которыми заполнен изоляцией из 30 слоев алюминизированного майлара и стекловолокнистой бумаги. Чтобы эффективно использовать охлаждающую способность испарившегося газа на расстоянии от внутренней камеры, составляющем ¹/₃ толщины вакуумного промежутка, расположен теплообменник в виде медного листа толщиной 0,254 мм, охлаждаемый холодным газообразным гелием. Дополнительный теплообменник, охлаждаемый выходящим газом, размещается на заливочной трубке. Использование таких теплообменников исключает потребность в экране, охлаждаемом жидким азотом, и значительно упрощает конструкцию криостата.

Чтобы свести к минимуму теплоотвод через толстые медные токовводы, они пропускаются сквозь трубку для отвода испаряющегося гелия. Этим, помимо достаточного охлаждения проводов при неработающем магните, обеспечивается эффективное использование ускоренного выкипания гелия, вызываемого джоулевым теплом и вихревыми токами при включении и выключении тока на соленоид.

Соленоид имеет критический ток 21,3 *а* и может устойчиво работать при любом меньшем токе, таким образом, можно поддерживать поле очень стабильным при минимальных потерях жидкого гелия. При токе 21,3 *а* магнитное поле немного больше 58 *кэ*.

В настоящее время в США фирма Вестингхауз выпускает серию сверхпроводящих магнитов для исследований по эффекту Мёссбауэра. В табл. 23 перечислены характеристики этих соленоидов.

	Ге	ометрически	не размеры,	СМ		Диаметр		
Поле, кэ	внутрен- ний диаметр	длина обмотки	наруж- ный диаметр	общая длина	Однород- ность поля, %	сферы, в пределах которого поле одно- родно, см	Цена в долларах	
20	2.54	9 90	5.09	15 10	1	0.54	9.745	
50	2,34	7 63	7.63	13,19		2,04	2740	
50	2,86	6 25	11 75	13,87	10	2 54	4 710	
50	2.86	7.63	11.75	14.58	6	2,54	4 895	
50	2,86	8.25	10.48	9.50	Ĩ	1.27	6 165	
50	2,86	10,16	10,79	17,46	2.75	2.55	6 166	
5 0	5,08	16,51	13,33	22,20	1	2,44	10 940	
6 0	1,27	8,25	9,50	15,22	1	1,27	5 290	

Таблица 23

Измерение напряженности магнитного поля. При прецезионных исследованиях необходимо точно знать напряженность магнитного поля. Отметим некоторые способы измерения магнитного поля.

Для измерения полей напряженностью до 10 кэ широко используется эффект Холла, который состоит в том, что на боковых гранях образца, по которому пропускается постоянный ток, при наличии внешнего магнитного поля возникает поперечная разность потенциалов, пропорциональная напряженности магнитного поля. Для образца, сделанного из полупроводника в форме параллелепипеда, эта разность потенциалов определяется уравнением

$$V_y = R \frac{i_x H_z}{d} \cdot 10^{-8},$$

где i_x — сила тока в образце в амперах; H_z — напряженность магнитного поля (э); d — толщина образца (см); R — константа Холла.

Для изготовления датчиков Холла используются полупроводники, обладающие большими подвижностями тока Te, Bi, Ge, а также некоторые бинарные полупроводниковые соединения HgSe, HgTe, PbSe, PbTe и т. д.

В диапазоне сильных магнитных полей (больше 10 кэ) зависимость э. д. с. Холла становится нелинейной. Для измерения индукции сильных магнитных полей, целесообразно использовать эффект магнитосопротивления, который заключается в изменении сопротивления полупроводника в магнитном поле.

Относительное изменение сопротивления материала под действием магнитного поля определяется выражением

 $rac{\Delta R}{R_0} = A_1 \mu^2 B^2$ — для слабых полей, $rac{\Delta R}{R_0} = A_0 \mu^2 B$ — для сильных полей,

где R_0 — сопротивление датчика при B=0, ΔR — приращение сопротивления под действием измеряемой индукции, μ — подвижность носителей, B — измеряемая индукция, A_1 и A_2 — коэффициенты пропорциональности.

Зависимость сопротивления от напряженности магнитного поля меняется с температурой, поэтому датчики магнитосопротивления необходимо термостатировать.

Для измерения магнитного поля можно применять стандартный прибор ИМИ-4, выпускаемый отечественной промышленностью.

§ 3. ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

За последние 10 лет, благодаря модификации бриджменовской техники и использования взрывных волн, интервал давлений значительно расширился и достигает теперь 500 кбар в статическом режиме и несколько мегабар в импульсном режиме. Хотя эти давления и кажутся высокими, но они слабо изменяют электронные оболочки атомов. Интервал статических давлений зависит от наличия сверхпрочных материалов, в которых заключен рабочий объем, например, таких, как алмаз, и выбора конструкции поддержки.

В настоящее время широко проводятся исследования при высоких давлениях по ядерному магнитному резонансу, в оптических и рентгено-структурных измерениях, а также по эффекту Мёссбауэра [30—32].

Величины, измеряемые в эффекте Мёссбауэра, а именно: вероятность f, изомерный сдвиг δ , сверхтонкая структура при изучении зависимости от давления несут новую информацию о природе взаимодействия спина ядра с окружающей электронной оболочкой. Поэтому влияние давления на эффект Мёссбауэра интересно с точки зрения изучения электронной структуры твердых тел, так как параметры мессбауэровского спектра зависят от объема, а следовательно, и от давления:

$$\left(\frac{\partial X}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial X}{\partial P}\right)_V \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T,$$

где X — параметр мессабуэровского спектра. Метод ЯГР в исследованиях при высоких давлениях отличается большей чувствительностью измерения энергии по сравнению с другими методами; нет нужды в электрических контактах (как при измерении электросопротивления) и в приложении внешнего поля (как в ЯМР), что значительно упрощает конструкцию камер. С другой стороны, конструкция камеры усложняется из-за необходимости вывода паружу мягкого у-излучения (аналогично рентгеноструктурным исследованиям).

Рассмотрим влияние давления на f [33]. Для простоты считаем, что справедлива модель Дебая, т. е. $f = f(\Theta)$. Тогда имеем

$$\frac{\partial f}{\partial P} = \left(\frac{\partial f}{\partial \Theta}\right) \left(\frac{\partial \Theta}{\partial V}\right) \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right). \tag{5.2}$$

Зависимость дебаевской температуры Θ от объема V подчиняется соотношению Γ рюнайзена

$$\frac{\partial \ln \Theta}{\partial \ln V} = -\gamma. \tag{5.3}$$

Это выражение можно переписать в виде

$$\frac{\partial \Theta}{\partial V} = -\gamma \frac{\Theta}{V}$$
(5.4)

при условии, что константа Грюнайзена γ не зависит от объема. Зависимость объема от давления определяется сжимаемостью \varkappa

$$\frac{\partial V}{\partial P} = - \varkappa V. \tag{5.5}$$

При $T \ll \Theta$ для значения вероятности f справедлива формула

$$f = \exp\left(\frac{-3R}{2k\Theta}\right). \tag{5.6}$$

На основании выражений (5.2-5.6) получим

$$f(P) = f(P = 0) \exp\left[\frac{3R}{2k\Theta} \cdot \varkappa \gamma P\right] = \exp\left[-\frac{3R}{2k\Theta} (1 - \varkappa \gamma P)\right].$$

Константа Грюнайзена равна приблизительно 2, сжимаемость лежит в пределах $3\cdot 10^{-7} \ 1/a \tau M$ (для W) и $5\cdot 10^{-5} \ 1/a \tau M$ (для Cs). Следовательно, при высоких давлениях можно измерять зависимость f от P. Экспериментальным подтверждением явились работы [34, 35].

В первой работе для ¹⁶¹Dy, в металлическом гадолинии вероятность возросла на порядок при увеличении давления от одной атмосферы до 100 кбар. Во второй для ¹¹⁹Sn в белом олове под давлением до 100 кбар найдено увеличение вероятности приблизительно в три раза.

Длоуга и Чех [36] вывели более общую зависимость f от объема и температуры при использовании уравнения Грюнайзена, но без дебаевского приближения. Для фактора Дебая — Валлера, определяемого соотношением $f = e^{-2W}$, найдено

$$\left(\frac{\partial W}{\partial V}\right)_T = \frac{\gamma}{V} \left[W + T \left(\frac{\partial W}{\partial T}\right)_V\right].$$

Рассмотрим влияние давления на изомерный сдвиг. При изучении влияния давления на изомерный сдвиг удобно ввести два фактора, описывающих изменение частоты γ -квантов: изменение электронной плотности на ядрах $|\psi(0)|^2$ и релятивистский эффект изменения внутренней энергии твердого тела [37]:

$$\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial P} \right)_T = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nabla \psi^z}{\partial \ln V} \right)_T \left(\frac{\partial \ln V}{\partial P} \right)_T + \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nabla_{\text{PEJST}}}{\partial \ln V} \right)_T \left(\frac{\partial \ln V}{\partial P} \right)_T,$$

где v — частота у-квантов. Вклад второго члена оценен, исходя из модели Дебая:

$$E_{\text{колеб}} = 3kT \left[1 + \frac{1}{20} \left(\frac{\Theta}{T} \right)^2 + \dots \right].$$

Для Θ≈T получается

$$\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v_{\text{релят}}}{\partial \ln V}\right)_T \left(\frac{\partial \ln V}{\partial P}\right)_T \approx -\frac{3k\Theta}{20Mc^2} \left(\frac{\Theta}{T}\right) \left(\frac{\partial \ln \Theta}{\partial \ln V}\right)_T \left(\frac{\partial \ln V}{\partial P}\right)_T.$$

Измеряя влияние давления на ⁵⁷Со в железе, Паунд [38] при $\Theta = 400^{\circ}$ К; $\gamma = 1,6$; $T = 295^{\circ}$ К;

$$\frac{\partial \ln V}{\partial P} = -5,98 \cdot 10^{-7} \ 1/6ap$$

получил для величины релятивистского сдвига значение 0,126·10⁻¹⁸ 1/бар. Общий же наблюдаемый сдвиг в этом опыте равняется

$$\frac{1}{\mathbf{v}} \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial P} \right)_T = -2,61 \pm 0,10 \cdot 10^{-18} \ 1/6ap.$$

Таким образом, вклад релятивистского члена составляет менее 5%.

Однако существует интересное различие релятивистского эффекта, вызванного давлением, от поперечного эффекта Доплера. Сдвиг от поперечного эффекта Доплера не зависит от энергии нулевых колебаний, и, следовательно, стремится к нулю при низких температурах. Сдвиг, обусловленный давлением, зависит от энергии нулевых колебаний и поэтому остается конечным даже при низких температурах.

Опыты Паунда [37], Николя и Джуры [39], Гербера и Спикермана [40] выполнялись при сравнительно низких давлениях. Впервые ячейка высокого давления, до 300 кбар, была использована Пипкорном и др. [41] при исследовании металлического железа. При 25° С ниже давления 130 кбар, при котором объемноцентрированная кубическая решетка железа переходит в гексагональную плотноупакованную с более высокой плотностью s-электронов на ядре (относительный изо-

мерный сдвиг $\delta = -0,017 \ cm/ce\kappa$), найдено, что $\frac{\partial \delta}{\partial P} = -7,98 \cdot 10^{-5} \ cm/ce\kappa \cdot 1/\kappa \delta ap$.

Панюшкин и Воронов [35] для β —Sn определили $\frac{\partial \delta}{\partial P} = 2,5 \cdot 10^{-4} \, см/сек \cdot 1/\kappa \delta a p$,

что втрое больше, чем для железа, причем сжимаемость олова тоже втрое больше, чем железа.

Затем были измерены под давлением разбавленные твердые растворы ⁵⁷Со в ванадии, титане, меди [42], палладии, никеле, кобальте [43]. Изменение изомерного сдвига под действием давления для ОЦК решеток первой переходной группы элементов идет пропорционально удельному объему согласно уравнению

 $\frac{\partial \delta}{\partial \left(\frac{V}{V_0}\right)} = 0,14. \ cm/ce\kappa.$ Для более плотно упакованных металлов с ГЦК или

гексагональной структурой решетки сдвиг изменяется (нарастает) медленнее с увеличением давления, что может быть вызвано переходом s-электронов в d-полосу.

Недавно Мёллер и Мёссбауэр [44] использовали ячейку высокого давления (до 100 кбар) для изучения полупроводниковых свойств Mg₂Sn. Определенная из мессбауэровских измерений ширина запрещенной зоны (0,2 эв) совпадает с оптическими данными и измерениями электросопротивления. Наблюдается увеличение заселенности полосы проводимости с увеличением давления, что объясняется уменьшением ширины запрещенной зоны. Наконец, при давлении 50 кбар Mg₂Sn переходит в металлическое состояние, с законом изменения изомерного сдвига от давления, характерным для металлического олова. В заключение рассмотрим влияние давления на сверхтонкую структуру мессбауэровских спектров.

Для аксиально-симметричных ионных кристаллов при изотропном сжатии градиент электрического поля определяется электростатическим расщеплением (расщепление атомных уровней в кристаллическом поле [45]). Это последнее изменяется как 1/V или как 1/R³ (R — расстояние ион-лиганд).

Для аксиально-симметричных металлов вычисления [46] показывают зависимость градиента электрического поля от отношения $\frac{c}{a}$. Объемная зависимость последнего может быть определена из рентгеноструктурных измерений. Было измерено влияние давления на квадрупольное расщепление уровня ⁵⁷Fe с энергией 14,4 кэв в кобальте и в соли CoCl₂ [43]. Для CoCl₂ расщепление возрастает с увеличением *P*, как и ожидалось для ионных кристаллов.

Зависимость локального поля на ядре трудно вычислить из-за неясной пока природы магнетизма, так как неизвестны относительные вклады многих факторов в величину *H*. Поэтому были проведены эксперименты по влиянию давления на поле *H* на ядрах ⁵⁷Fe в матрицах Fe, Co, Ni [41, 43]. Уменьшение поля с увеличением давления для железа

$$\frac{\Delta H}{H_0 \Delta P} = -1,69 \pm 0,05 \cdot 10^{-4} 1/кбар$$

что согласуется с измерениями по ядерному магнитному резонансу [47].

Конструкция камер высокого давления. Из-за сжимаемости веществ равновесное статическое давление в образце можно получить, только помещая образец в прочную камеру и уменьшая его объем. Это означает практически, что по крайней мере одна стенка камеры должна быть подвижной и что подвижные части камеры должны быть снабжены уплотнениями, препятствующими вытеканию содержимого камеры. Тогда достижимые давления ограничиваются лишь степенью сжатия образца или разрушением стенок камеры.

Таблица 24

Материал	Растягиваю- щее напряже- ние, кг/мм ² предел предел проч- цио-		Сжим напря кг предел проч-	иающее жение, /мм ² предел пропор- цио-	Модуль Юнга, <i>кг/мм</i> ²	Плотность, г/см³	Коэфф. теплового расширения
	ности	наль- ности	ности	нально- сти			
Сталь Карболой-55А Карболой-999	250 150 —	189 55 —	420 430 570	189 55 —	22 000 55 000 78 000	8,2—8,6 14,2 15,2	$7, 1 \cdot 10^{6}$ 3, 4 \cdot 10^{6}

Все конструкционные материалы имеют область упругой и область пластической деформации. В табл. 24 приведены характеристики лучших штампованных сталей и карболоя (спеченый карбид вольфрама).

Важной характеристикой конструкционных материалов, применяющихся при изготовлении аппаратов высокого давления, является модуль сдвига. Это подтверждается тем фактом, что в некоторых случаях твердый сплав (карболой марки 55А) работает лучше твердой закаленной стали, хотя предел прочности карболоя-55А несколько ниже, а предел пропорциональности значительно ниже, чем у стали.

Не менее важными факторами, чем прочность используемого материала, являются геометрия и распределение напряжений. Рассмотрим методы получения высоких давлений.

Толстостенные цилиндры. В толстостенных цилиндрах, внешний днаметр которых в несколько раз больше внутреннего, приложение давления к внутренией стенке больше растягивает внутреннюю часть цилиндра, на ней раньше достигается напряжение пластиче-

ского течения и с повышением давления увеличивается нагрузка на внешнюю стенку. Максимальная прочность толстостенного цилиндра может быть получена путем создания такого предварительного напряжения материала стенок, чтобы при нулевой нагрузке внутренние части стенок находились в состоянии сильного растяжения. Когда же прилагается полное давление, все части стенок растягиваются до предела, близкого к пределу текучести. Практически стенки цилиндров упрочняются обматыванием их проволокой под сильным натягом или кольцами, одетыми в горячем coстоянии. Второй путь создания на-



Рис. 79. Наковальни Бриджмена:

1 — наковальни из спеченного карбида, 2 — стальные поддерживающие кольца, 3 — образец в виде гонкого диска, окруженный трубочным камнем

пряжений — изготавливать цилиндр из двух или более концентрических слоев (так, чтобы внутренний слой можно было с усилием запрессовать во внешний). Третий метод предварительного напряжения толстостенных цилиндров — подвергать новые цилиндры внутреннему давлению, вызывающему пластическое течение стенок вплоть до самых внешних частей. При повторном, рабочем прикладывании давления камеры работают без превышения упругости материала стенок. Четвертый метод — метод Бриджмена эффект радиальной поддержки поршня внешними кольцами. Толстостенные цилиндры с плотно входящими поршнями оказались способными развивать давление до 50 кбар.

Наковальни Бриджмена. Более высокие давления получают, помещая образцы между плоскостями усеченных конических или пирамидальных поршней. Простейшее устройство этого типа, разработанное Бриджменом — наковальня с плоскими гранями (рис. 79). Область высоких давлений ограничена плоскостями торцов поршней, направленных навстречу друг другу, и тонкой, легко разрушающейся прокладкой, сжатой между торцами. В качестве уплотнения Бриджмен использовал трубочный камень, красную разновидность пирофиллита. В этих целях могут быть использованы и другие типы минералов, а также некоторые металлы. Твердосплавные поршни окружены прочными стальными кольцами, которые находятся в состоянии сильного растяжения. Поршни под действием колец несколько сжаты по диаметру и растянуты в длину. При приложении усилия по оси поршней во время сжатия образца распределение напряжения становится обратным и поэтому поршень может работать в более широкой области напряжений без разрушения. Это так называемый «принцип массовой поддержки» Бриджмена.

Другие разновидности аппаратов высокого давления. Тетраэдрический аппарат — сферически симметричная система из четырех поршней с тупыми трехгранными пирамидальными окончаниями. Образец заключен в тетраэдр из пирофиллита, называемый держателем образца.

Кубический аппарат — шестипоршневой, в котором торцевые плоскости поршней ограничивают кубический объем, подвергающийся давлению.

Аппарат типа «Белт» состоит из двух конических поршней, поддержанных по окружности мощным поясом из напрессованных колец.

Прокладка в камерах высокого давления. Прокладки между движущимися частями камер высокого давления выполняют одновременно четыре функции: они должны разрушаться или деформироваться для осуществления сжимающего хода; препятствовать вытеканию материалов из камеры; оказывать поддержку боковым поверхностям сильно напряженных частей и во многих случаях электрически изолировать друг от друга части камеры.

Таким образом, хороший материал для прокладки должен обладать способностью сцепляться с гладкой поверхностью твердого сплава, будучи сильно прижатым к ней. Материалы, удовлетворяющие этому требованию, содержат в качестве компонента частицы типа кварца или окиси железа. Способность прокладок к сцеплению может быть увеличена покрытием ее поверхности окисью железа, окисью алюминия или алмазным порошком. Приведем коэффициенты внутреннего трения (определяемые как отношение прочности на сдвиг к сжимающей силе) для различных материалов при давлении 25 кбар [30] (табл. 25).

Податливость прокладки по отношению к ходу поршня означает высокую сжимаемость, а требование уплотнять содержимое камеры означает высокий коэффициент внутреннего трения и высокую прочность на сдвиг. Этн два требования находятся в противоречии и обычно выбирается материал для прокладок с коэффициентом внутреннего трения 0,30—0,60 и объемной сжимаемостью около 15% при давлении 50 кбар.

Некоторые параметры камер высокого давления, применяемых в ЯГР-спектроскопии. Первая работа по применению давления в мессбауэровском эксперименте была выполнена Паундом и др. [37]

Материал	x	Материал	X
Порошок окиси железа Порошок окиси цинка Порошок пемзы Порошок окиси хрома Порошок пирофилита Блок природного пирофилита Порошок двуокиси свинца Порошок двуокиси марганца Порошок борной кислоты Порошок хлористого натрия Порошок хлористого калия Лист слюды	$\begin{array}{c} 0,71\\ 0,58\\ 0,52\\ 0,50\\ 0,25\\ 0,47\\ 0,46\\ 0,46\\ 0,14\\ 0,12\\ 0,12\\ 0,07\\ 0,07\\ \end{array}$	порошок двуокиси титана порошок 3-х окиси молибдена порошок окиси олова порошок карбида бора порошок гидроокиси кальция порошок гидроокиси кальция порошок гидроокиси кальция порошок гидроокиси кальция порошок гидроокиси кальция порошок клиристо серебра лист индия	$\begin{array}{c} 0,45\\ 0,42\\ 0,41\\ 0,40\\ 0,27\\ 0,18\\ 0,04\\ 0,04\\ 0,03\\ 0,01\\ \end{array}$

при низких давлениях. Источник ⁵⁷Со в железе был заключен в бомбу из бериллиевой бронзы с бериллиевым толстым окном для выхода ү-излучения. Бомба укреплялась с помощью цемента на пьезоэлектрическом вибраторе и присоединялась к бриджменов-



Рис. 80. Разрез камеры высокого давления и держатель образца. 1, 5 — стальные кольца, 2 — внутреннее стальное кольцо, 3 — латунная втулка, 1 — конические наковальни, 6 — пирофиллитовые шайбы, 7 — держатель образца, 8 — щель для выхода у-квантов, 9 — пирофиллитовый диск, 10 — источник в виде фольги, 11 — таблетка из 85% В—15% LiH. 12 — пластинка из LiH

скому прессу трубкой из нержавеющей стали. На источнике получались давления 2000—3000 кг/см².

В настоящее время в эффекте Мёссбауэра для создания высоких давлений применяются камеры, созданные Дриккамером [49] для оптических и рентгеноструктурных исследований. На рис. 80 дан размер камеры высокого давления. Корпус камеры состоит из четырех частей: наружного стального кольца 1 с выходной шелью для у-квантов 8, внутреннего стального кольца 2 тоже со щелью, направляющей латунной втулки 3 (ввинчивается на резьбе в 2) и конических наковален 4. Наковальни изготавливаются из карболоя марки 999 и поддержаны стальными кольцами 5. На торцы наковален накладываются пирофиллитовые шайбы 6, выточенные точно по форме торцов наковален. Диск 7 — держатель образцов. Он же служит окном для у-квантов. При следующих конкретных параметрах — диаметр наковален 22,2 мм, угол конусности торцов наковален 144° и диаметр плоской части торцов 2,29 мм — и объеме 0,2 мм³ достигались давления до 500 кбар [48]. При этом среднее приложенное давление не превышало 30 кбар. Под средним приложенным давлением понимается развиваемое гидравлическим прессом усилие, действующее на наковальню, приходящееся на единицу площади наковальни.

Держатель образца, показанный на рис. 80, б, состоит из сплавленной под давлением пластинки гидрида лития толщиной 0,38 мм с центральным отверстием диаметром 3,17 мм, в которое под давлением впрессовывается таблетка из смеси 85% бора — 15% гидрида лития, которая также имеет центральное отверстие диаметром 0,9 мм, заполняемое исследуемым образцом и средой, передающей давление.

При исследовании под давлением веществ, служащих поглотителями, обычно порошок вещества смешивается с бором или смесью бор-гидрид лития. Бор дает гораздо лучшее сцепление, чем LiH, но смесь гораздо лучше плавится, чем чистый бор, и улучшается воспроизводимость результатов [50]. Разумеется, что в этом случае в камере имеются входные и выходные окна для у-квантов, а также свинцовый коллиматор перед щелью [50]. При исследовании источника под давлением в центральное отверстие диаметром 0,9 мм помещается пирофиллитовый диск, к которому и прижимают фольгу источника. Если источник берется в виде порошка, то часть пирофиллитового диска в форме сегмента может быть замещена смесью порошка материала источника с бором или эпоксидной смолой [32, 50]. Процедура сборки держателя образца следующая [32]: формируется диск из LiH путем прессования под давлением 3,6 кбар, просверливается центральное отверстие, спрессовывается таблетка из смеси В-LiH при давлении 14 кбар. затем она вставляется в первую и деталь прессуется (9 кбар). Наконец, при давлении 17 кбар в центр полученной детали впрессовывается диск с источником.

Систематическое изучение влияния различных конструктивных параметров камеры высокого давления на достижимые давления и радиальное распределение давлений в ячейке (держателе образца) проведено Форсгреном и Дриккамером [49]. В частности, исследовано влияние толщины ячейки на зависимость давления в ячейке от среднего приложенного давления. Показано также, что более высокие давления в ячейке получаются при больших диаметрах наковальни и при меньших диаметрах ячейки. При изучении радиального распределения давления в ячейке обнаружено, что градиент давлений вблизи ячейки резко уменьшается, поэтому торцы наковален были сошлифованы с двойной конусностью (168 и 144°). В целях отыскания заменителя пирофиллита, который был бы также более прозрачен для рентгеновского излучения, были испытаны следующие материалы: тефлон, гидрид лития, 85% В — 15%

Таблица 26

Вещество	Явление	Давление при темпера- туре 25°С, <i>кбар</i>
KBr KCl	уменьшение объема на 10,5% уменьшение объема на 11%	18,0 20,2
Висмут I—II	уменьшение объема на 5% уменьшение сопротивления на 83%	25,3
Висмут II—III	уменьшение объема на 3% увеличение сопротивления на 100%	26,8
Таллий	уменьшение объема на 1% уменьшение сопротивления на 30%	37
Цезий	уменьшение объема на 9,2% максимум сопротивления	42
Барий	уменьшение объема на 1,9% увеличение сопротивления на 25%	59
AgBr	уменьшение объема на 1,1%	84,5
AgCl	уменьшение объема на 1,6%	88
Висмут V-→VII	уменьшение объема на 1,2% уменьшение сопротивления на 250%	89
Железо	увеличение сопротивления на 350%	133
»	изменение скорости ударных волн	131
Барий	увеличение сопротивления на 40%	144
Свинец	увеличение сопротивления на 23%	161
Рубидий	увеличение сопротивления на 150%	193
Кальций	максимум сопротивления	375
Рубидий	максимум сопротивления	425

LiH, 50% В — 50% эпоксидной смолы. В большинстве опытов оба поршня полностью разрушались, однако в некоторых случаях неподвижный поршень оставался целым и после перешлифовки использовался снова. С помощью этих упрочненных поршней можно было получить давления до 475 кбар.

Калибровка давления. Калибровка аппаратов высокого давления является трудной задачей. Главная причина трудности заключается в том, что трение и давление в области прокладок поглощают неопределенную часть усилия, прила-



Рис. 81. Типичные калибровочные кривые для двух упрочненных поршней из карболоя-999

гаемого к поршню. Для определения истинного давления в ячейке в большинстве случаев пользуются эталопными веществами, показывающими резкие скачки электросопротивления или объема при известном давлении. В табл. 26 сведены реперные гочки, используемые для калибровки установок по давлению [30].

Для каждого из известных переходов определяется среднее приложенное давление. Приведем типичные калибровочные кривые для двух упрочненных поршней из карболоя-999 (рис. 81) [30]. При низком давленни кривые линейны, а при более высоких давлениях возрастание давления становится почти точно пропорциональным логарифму усилия пресса. Итак, пластическая деформация поршней наблюдается выше точки среднего приложенного давления 9 кбар. Для этой области для каждого поршня может быть построена калибровочная кривая, аналогичная изображенной на рис. 81. Калибровку ячейки можно производить по металлам, для которых известен ход изменения электросопротивления с давлением (например, платина, индий, свинец) 130].

Калибровку можно осуществить по веществам с известной сжимаемостью, или из измерений параметра решетки рентгеновским методом или по измерениям объема с помощью ударной волны [48]. В табл. 27 приведены величины изменения объема V/V₀ в зависимости от давления для Ag, Rh и Pd.

Подчеркнем, что необходимо проводить калибровку каждой пары поршней бместе с парой прокладок, изготовленных из того же куска пирофиллита и имеющих такой же угол конуса, что и прокладки для работы с мессбауэровским образцом.

Т	а	б	Л	Н	Ц	а	27
---	---	---	---	---	---	---	----

Р, кбар	Серебро	Родий	Палладий
0 100	1	1 0,9680	$\frac{1}{0.9507}$
150 200	0,9012	0,9541	0,9308
300	0,8420	0,9181	0,8862
500	0,7866	0,8797	0,8444

Некоторые особенности исследования образцов под высоким давлением. При исследовании эффекта Мёссбауэра под давлением возникает ряд особенностей, которые значительно усложняют эксперимент и удлиняют время его проведения. Перечислим эти особенности.

1. От γ-квантов высоких энергий присутствует более интенсивный фон излучения, чем в обычном мессбауэровском эксперименте. Этот фон обусловлен рассеянием более жесткого излучения от деталей камеры высокого давления и его большой проникающей способностью, что приводит к худшему отношению сигнала к шуму и к уменьшению величины эффекта.

2. Из-за малого рабочего объема ячейки исследуемый материал берется в небольшом количестве, а геометрия измерения обладает относительно малым телесным углом. Все это приводит к тому, что в случае помещения источника в ячейку давления наблюдается малая скорость счета импульсов и возникает необходимость использования источников с высокой удельной активностью для создания нормальной скорости счета, причем хорошо очищенных от примесей других радиоактивных изотопов.

3. Возможность исследования поглотителей под давлением еще более неблагоприятна: геометрия ограничена телесным углом, а толщина поглотителя — объемом ячейки.

4. Длительность эксперимента предъявляет повышенные требования к стабильности всей экспериментальной установки.

Приложение

Ядропог- лотитель ү-ква нто в	Содержание, а, %	Энергия, Еу, кэө	Период полурас- пада. Т _{1/2} , сек	Коэффи- циент кон- версии, а	$\frac{\sigma_0}{1+\alpha} \cdot 10^{19},$ cM^2	Материн- ское ядро	Т _{1/2} материн- ского ядра
⁴⁰ K ⁵⁷ Fe ⁶¹ Ni ⁶⁷ Zn ⁷³ Ge ⁸³ Kr	0,012 2,17 1,25 4,11 7,67 11,55	29,4 14,4 67,4 93 13,5 9,3	$\begin{array}{c} 3,9\cdot10^{-9} \\ 1,0\cdot10^{-7} \\ 5,2\cdot10^{-9} \\ 1,35\cdot10^{-4} \\ 3,1\cdot10^{-6} \\ 1,47\cdot10^{-7} \end{array}$	9,0 0,11 0,63 3600 10	$ \begin{array}{c} 15 \\ 6,6 \\ 1,2 \\ 0,03 \\ 21,0 \end{array} $	40mK 52C0 61Cu 67Ga 73As 83Rb 83mKr	270 дн 3,3 час 78 час 76 дн 83 дн 1,9 час
⁸⁵ Rb ⁹⁹ Ru 101Ru 107Ag 109Ag 117Sn 119Sn 121 S b	72,1 12,7 17,0 51,35 48,65 7,57 8,58 57,25	150 89 127 93 88 161 24 37,2	$20 \cdot 10^{-9}$ 1,4 · 10^{-9} 44,3 39,2 1,9 · 10^{-8} 3,5 · 10^{-9}	$ \begin{array}{c} - \\ 0,4 \\ 16 \\ 14 \\ 0,13 \\ 5,5 \\ \sim 10 \end{array} $	0,73 1,0 0,97 0,67 0,85 1,7 10,0	*3Br *5 Sr 99Rh 101Rh 107mAg 109mAg 117mSn 119mSn 121mTo	2,3 4ас 65 дн 15 дн 43 дн 63 сек 40 сек 14 дн 250 дн 73,2 лет 154 дн
¹²⁸ Sb ¹²³ Te ¹²⁵ Te	42,75 0,87 6,99	161 159 35,6	6,4.10 ⁻¹⁰ 1,9.10 ⁻¹⁰ 1,6.10 ⁻⁹	0,17 13	0,71 1,7 3,1	123Sn 123mTe 125mTe 125Sb	154 Он 136 дн 104 дн 58 дн 2,5 лет
127 J 129 J	100	59 26,8	1,8.10-9 18,5.10-9	1,9	3,2	¹²⁵ J ¹²⁷ Te ¹²⁹ Te ¹²⁹ mTe	55 Он 105 дн 70 мин 38 дн
¹²⁹ Xe 131Xe	26,44 21.18	40 80	$0, 7 \cdot 10^{-9}$ 1.8 \cdot 10^{-10}	 1.73	3,0 0.70	¹²⁹ m Xe ¹²⁹ Cs ¹²⁹ J ¹³¹ m Xe	8 дн 30,7 час 1,6·10 ⁷ лет 12 дн
133Cs 139La 141Pr 145Nd 149Sm	100 99,9 100 8,29	81 163 145 67 72 22 5	$6, 10 \cdot 10^{-9} \\ 1, 5 \cdot 10^{-9} \\ - \\ 3, 3 \cdot 10^{-8} \\ 1, 0 \cdot 10^{-9} \\ 1, 1 \cdot 10^{-8}$	1,5 0,28 0,37 3,3 3,3 3,3	1,1 0,56 1,6 0,63 0,82	131J 133Ba 139Ce 141Ce 145P _{III}	8,1 дн 9,5 лет 140 дн 33 дн 1,8 лет 90 дн
¹⁵² Sm ¹⁵¹ Eu ¹⁵³ Eu	26,63 47,77 52,23	122 122 22 84 97	$1, 1 \cdot 10^{-9}$ 	0,7 12 0,3 1,2	4,8 5,2 4,6 2,0	¹⁵² Eu ¹⁵¹ Gd ¹⁵³ Sm	9 час 150 дн 47 час
¹⁵¹ Gd 155Gd	2,15 14,7	123 60 87 105	$\begin{array}{c} 3, 4 \cdot 10^{-9} \\ 1, 2 \cdot 10^{-9} \\ 2, 4 \cdot 10^{-9} \\ 7, 2 \cdot 10^{-9} \\ 4, 4 \cdot 10^{-10} \end{array}$	1,2 1,5 0,4	3,2 10,0 2,3 3,3	154Eu 155Eu 155Eu 155Tb	16 лет 1,7 год 5,6 дн
¹⁵⁶ Gd 159Tb	20,47 100	89 58 137	$\begin{array}{c} 2, 0 \cdot 10^{-9} \\ 3, 5 \cdot 10^{-11} \\ 5, 4 \cdot 10^{-11} \end{array}$	1,0 6,0	7 7 1,5 2,6	¹⁵⁶ Ец ¹⁵⁹ Dу ¹⁵⁹ Gd	15,4 дн 134 дн 18 час
¹⁶⁰ Gd 160Dy 161Dy	21,9 2,29 18,88	75 87 25,7	$\frac{-}{1,8\cdot10^{-9}}$	1,5	22 6,4 37	¹⁶⁰ Tb ¹⁶⁰ Tb ¹⁶¹ Tb	72 дн 73 дн 6,8 дн

Характеристики мессбауэровских изотопов

Продолжение приложения

Ядропог- лотитель ү-квантов	Содержа- ние, а, %	Энергия, Еү, <i>кэв</i>	Период полураспа- да, Т _{1/2} , <i>сек</i>	Коэффици- ент кон- версии, а	$\frac{\sigma_{\theta}}{1+\alpha} \cdot 10^{19},$ CM^{2}	Материн- ское ядро	T мате- ринского ядра
165H0 166Er 168Er 169Tu 170Yb 172Yb 172Yb 172Yb 172Yb 174Yb 175Lu 176Hf 177Hf 180Hf 181Ta 180W 182W 182W 183W 184W 185Re 186Os 187Os 188Os 187Os 188Os 187Os 188Os 182Os 192Os 191Ir 193Ir 195Pt 197 Au	$\begin{array}{c} 100\\ 33,4\\ 27,07\\ 100\\ 3,03\\ 14,31\\ 21,82\\ 16,13\\ 31,84\\ 94,4\\ 5,21\\ 18,5\\ 35,22\\ 100\\ 0,135\\ 26,4\\ 14,4\\ 30,6\\ 28,4\\ 37,07\\ 62,93\\ 1,59\\ 1,64\\ 13,3\\ 16,1\\ 26,4\\ 41,0\\ 38,5\\ 61,5\\ 33,3\\ 100\\ \end{array}$	74,5 95 80 79,8 8,42 118 84,2 66,7 78,7 76,5 113,8 88,3 113 93 6,25 136,1 102 100 46,5 99,1 111 125 134 137 135 155 135 135 135 135 137 206 82,6 129 73 139 99 129 77	$\begin{array}{c} 3, 0 \cdot 10^{-9} \\ 3, 3 \cdot 10^{-11} \\ 1, 8 \cdot 10^{-9} \\ 1, 84 \cdot 10^{-9} \\ 4, 0 \cdot 10^{-9} \\ 5, 0 \cdot 10^{-11} \\ 1, 57 \cdot 10^{-9} \\ 5, 0 \cdot 10^{-7} \\ \hline \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ \\ $	$\begin{array}{c} -77\\ 1,77\\ 2,1\\ 0,7\\ 1,6\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\$	2,9 1,2 7,1 6,2 700 3,1 6,6 11,0 20 5,2 21 0,90 6,7 1,4 2,8 17 0,666 2,0 2,2 2,37 9,99 5,661 0,58 4,5 1,2 3,6 1,4 2,9,5 1,8 0,566 2,3 0,590 0,550 4,4 2,550 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,50 2,30 0,550 1,4 2,50 2,30 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,9,50 1,4 2,50 2,30 0,550 1,4 2,50 2,30 0,550 1,4 2,50 2,30 0,550 1,4 2,50 2,30 0,550 0,550 1,4 2,50 1,4 2,50 1,4 2,50 1,4 2,50 1,50 1,4 2,50 1,50 1,4 2,50 1	165 Er 166 Ho 168 Tu 169 Yb 169 Er 170 Tu 171 Tu 172 Lu 173 Lu 174 Lu 175 Hf 176 Ta 177 Lu 180 m Ta 181 W 180 m Ta 182 Ta 183 Ta 184 Re 186 Re 187 SO 187 W 186 Re 187 Ir 188 Ir 189 Ir 190 Jr 191 Os 191 Os 195 Au 195 Jr 197	10 vac 27 vac 9,6 ∂h 32 ∂h 9 ∂h 129 ∂h 680 ∂h 6,7 ∂h 1,4 ∂h 165 ∂h 70 ∂h 8 vac 6,75 ∂h 8 vac 6,75 ∂h 8 vac 145 ∂h 5 ∂h - 8,15 vac 115 ∂h 5 ∂h - 89 vac 94 ∂h 24 vac 89 vac 13 vac 41 ∂h 11 ∂h 11 ∂h 16 ∂h 3 ∂h 30 vac 185 ∂h 2,3 vac 185 ∂h 2,3 vac 185 ∂h
¹⁹⁹ Hg 201Hg	16,85	159	2,4.10-9	0,2	2,4 24 0	197Hg 199Au 201T1	65 час 3,1 дн 72 нас
203T1	29,5	32,1 167,6 279	2,9.10-10		0,44 0,63	203Hg	47 дн
²⁰⁵ T1 ²²⁶ Ra	70,5	205 68	1,3.10-9 6,3.10-10		$1,2 \\ 27$	205Ph 226Ac 230Th	5.10 ⁷ лет 29 час 8.10 ⁴ лет
230Th 229Th		53 29,1 42,4			 22 	230Po 229Po	17 дн 1,5 дн
²³² Th	100	97,3 50	3,45·10 ⁻¹⁰		3,3 50	233U 236U	1,62·10 ⁵ лет 2,4·10 ⁷ лет

Пернод σ. . 1019, Т мате-Коэффициполурас-Ядропогполуга, Т Материн-Энергия, Содержаент конвер-1+а лотитель ние, а, % Εγ, κэв ское ядро ринского син, а у-квантов ядра CM2 сек 231Po 27,5 29,9 4.0.10-9 2,83.4·104 лет 227Ac 58,5 4,9 ²³¹Th 25,64 дн 231P0 76.6 2,8 4,3 дн 84,2 231U 4,1.10-8 233Th 22,4 мин 233PO 57 ²³⁷Np $3.7 \cdot 10^{-8}$ 1,9 2,2.106 лет 86,3 ²³²Np 13 мин 232U 47,5 $2,54 \cdot 10^{-10}$ 232Po 1,31 дн 236Pu 2,85 лет 3,7.10-10 233Po 27 дн 40 233[J ²³⁴Np 234U 0.005 44 2,66.10-10 4.4 дн 234Po 6,66 час 234mPo 1,175 мин 238Pu 86.4 лет ²³⁶Np 45 2.32 10-10 22 час 236U 240Pu 6,58 · 103 лет ²⁴²Pu 62 3,79 · 10⁵ лет 238U 99,27 44 $2.21 \cdot 10^{-10}$ 237U 59,6 1,0 5.5 $6.3 \cdot 10^{-8}$ 6,8 дн 237ND 237Pu 45,6 дн 241 Am 470 лет ²³⁸Np 2,1 дн $238 p_{11}$ 44 1.83.10-10 ²⁴²Cm 163 дн ²³⁹Np 232.35 дн 239P11 57 ²³⁹Am 12 час 57 1.1.10-9 0,9 ²⁴³Cm 35 лет 240Pu 240Am 51 час 43 1,73.10-10 ²⁴⁰Np 7,3 мин 244Cm 18 лет $242P_{11}$ ²⁴²Am 16 час 44,6 243Am 2,0.10-9 243Pu 4,98 час 83,9 247Bk 10⁴ лет 242Am 16 час 242Cm 42,2246Cf 37.5 час 244Cm 45 $0,97 \cdot 10^{-10}$ 248Gf 340 дн 241Am ²⁴⁵Bk 5 дн 42 14 206 0,6 ____ 245Bk 245Cm 252 0,45 дн ²⁴⁹Cf 360 лет 245Am 36 2 час 250Cf 246Cm 42,6 66 10,9 лет ²⁵²Cf 248Cm 2,6 лет 42 ²⁵⁰Bk 250Cf 3.13 час 41 ²⁵⁴Fm 3,24 час ²⁴⁹Bk 259Es 20 дн 42

К- и L-края поглощения и энергии рентгеновских лучей К- и L-серий в электронвольтах

K-vraß			K-ce	ерия		L-края поглощения							
Элемент 1Н 2Н с	К-край поглощения	βz	β1	α1	α₂	LI	L _{II}		Y1	βz	β1	αι	α2
¹ H ² He ³ Li ⁴ Be ⁵ B ⁶ C ⁷ N ⁸ O ⁹ F ¹⁰ Ne ¹¹ Na ¹² Mg ¹³ Al ¹⁴ Si ¹⁵ D ¹⁶ S ¹⁷ Cl ¹⁸ Ar ¹⁹ K ²⁰ Ca ²¹ Sc ²² Ti ²³ V ²⁴ Cr ²⁵ Mn ²⁶ Fe ²⁷ Cn ²⁶ Fe ²⁷ Cn	13,6 24,6 55 116 192 283 399 531 687 874 1080 1303 1559 1838 2142 2470 2819 3203 3607 4038 4496 4964 5463 5988 6537 7111 7709 8331	β2	β_1	$lpha_1$ 1 1 2 3 3 5 6 8 10 12 1487 1740 2015 2308 2622 2957 3313 3691 4090 4510 4952 5414 5898 6403 6930 7477		L_{I}	L_{II}	L _{III} 	γ ₁	β2	β ₁	α ₁	
²⁸ Ni ²⁹ Cu ³⁰ Zn	8331 8980 9660	8328 8976 9657	8264 8904 9571	7477 8047 8638	7460 8027 8615	1015 1100 1200	871 953 1045	853 933 1022	111		866 948 1032	84 92 100	9 8 9

							Продолжение табл.							
	17		<i>K</i> -0	серия		L-края поглощения								
Элемент	поглощения	β₂	β1	[α1	α2				¥1	β_2	βι	αι	α2	
³¹ Ga ³² Ge ³³ As ³⁴ Se ³⁵ Br ³⁶ Kr ³⁷ Rb ³⁸ Sr ³⁹ Y ⁴⁰ Zr ⁴¹ Nb ⁴² Mo ⁴³ Tc ⁴⁴ Ru ⁴⁵ Rh ⁴⁶ Rd ⁴⁷ Aq ⁴⁸ Cd ⁴⁷ Aq ⁴⁸ Cd ⁴⁹ In ⁵⁰ Sn ⁵¹ Sb ⁵² Te ⁵³ I ⁵⁴ Ce ⁵⁶ Ba ⁵⁷ La ⁵⁸ Ce ⁵⁹ Pr ⁶⁰ Nd ⁶¹ Pm ⁶² Sm	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	$\begin{array}{c} 10365\\ 11100\\ 11863\\ 12651\\ 13465\\ 14313\\ 15184\\ 16083\\ 17011\\ 17969\\ 18951\\ 19964\\ 21012\\ 22072\\ 23169\\ 24297\\ 25454\\ 26641\\ 27859\\ 29106\\ 30387\\ 31698\\ 33016\\ 34446\\ 35819\\ 37255\\ 38728\\ 40231\\ 41772\\ 43298\\ 44955\\ 46553\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 10263\\ 10981\\ 11725\\ 12495\\ 13290\\ 14112\\ 14960\\ 15834\\ 16736\\ 17666\\ 18621\\ 19607\\ 20585\\ 21655\\ 21655\\ 22721\\ 23816\\ 24942\\ 26093\\ 27274\\ 28483\\ 29723\\ 30993\\ 32292\\ 33644\\ 34984\\ 36376\\ 37799\\ 39255\\ 40746\\ 42269\\ 43945\\ 45400\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 9251\\ 9885\\ 10543\\ 11221\\ 11923\\ 12648\\ 13394\\ 14164\\ 14957\\ 15774\\ 16614\\ 17478\\ 18410\\ 19278\\ 20214\\ 21175\\ 22162\\ 23172\\ 24207\\ 25270\\ 26357\\ 27471\\ 28610\\ 29802\\ 30970\\ 32191\\ 33440\\ 34717\\ 34029\\ 3759\\ 38649\\ 40124 \end{array}$	9234 9854 10507 11181 11877 12597 13335 14097 14882 15690 16520 17373 18328 19149 20072 21018 21988 22982 24000 25042 26109 27200 28315 29485 30623 31815 33033 34276 35548 36845 38160 39523	$\begin{array}{c} 1300\\ 1420\\ 1529\\ 1652\\ 1794\\ 1931\\ 2067\\ 2221\\ 2369\\ 2547\\ 2706\\ 2884\\ 3054\\ 3236\\ 3419\\ 3617\\ 3810\\ 4019\\ 4237\\ 4464\\ 4697\\ 4938\\ 5190\\ 5452\\ 5720\\ 5995\\ 6283\\ 6561\\ 6846\\ 7144\\ 7448\\ 7754\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 1134\\ 1248\\ 1359\\ 1473\\ 1599\\ 1727\\ 1866\\ 1941\\ 2154\\ 2305\\ 2467\\ 2627\\ 2795\\ 2966\\ 3145\\ 3329\\ 3528\\ 3727\\ 3939\\ 4157\\ 4381\\ 4613\\ 4856\\ 5104\\ 5358\\ 5623\\ 5894\\ 6165\\ 6443\\ 6727\\ 7018\\ 7281\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 1117\\ 1217\\ 1323\\ 1434\\ 1552\\ 1675\\ 1806\\ 1941\\ 2079\\ 2220\\ 2374\\ 2523\\ 2677\\ 2374\\ 2523\\ 2677\\ 2374\\ 2523\\ 2677\\ 2337\\ 3002\\ 3172\\ 3352\\ 3538\\ 3729\\ 3928\\ 4132\\ 4341\\ 4559\\ 4782\\ 5011\\ 5247\\ 5489\\ 5729\\ 5968\\ 6215\\ 6466\\ 6721 \end{array}$	$\begin{array}{c}$	2219 2367 2518 2674 2836 3001 3172 3348 3528 3713 3904 4100 4301 4507 4720 4936 5156 5384 5613 5850 6090 6336 6587	$\begin{array}{c} 1122\\ 1216\\ 1317\\ 1419\\ 1526\\ 1638\\ 1752\\ 1872\\ 1996\\ 2124\\ 2257\\ 2395\\ 2538\\ 2683\\ 2834\\ 2990\\ 3151\\ 3316\\ 3487\\ 3662\\ 3843\\ 4029\\ 4220\\ 4422\\ 4620\\ 4422\\ 4620\\ 4828\\ 5043\\ 5262\\ 5489\\ 5722\\ 5956\\ 6206\end{array}$	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	1 96 886 82 79 80 87 1692 1805 1920 2040 2163 2290 2420 2554 2978 3127 3279 343595 3758 3926 4098 4272 44635 4823 5014 5208 5609 5604	

											,		
6317.4	40515	40941	47097	41590	40877	<u>8060</u>	7624	6983	7478	6842	6456	5846	5816
64C d	48010	48241	47027	41025	40077	8303	7940	7252	7788	7102	6714	6059	6027
0≇CIQ 65.TL	51009	51797	40710 50201	44470	42200	8794	8258	7519	8104	7368	6979	6275	6241
66 D.	59790	52401	59179	45985	45103	0/21	8621	7850	8418	7638	7949	6495	6457
67U o	55615	55909	52024	47598	46150	9411	8920	8074	8748	7912	7528	6720	6680
68 5 -	57493	57088	55600	59099	48205	9776	9263	8364	90.89	8188	7810	6948	6904
69 T	50225	58060	57576	50730	40200	10144	9628	8652	9424	8472	8103	7181	7135
70Vb	61303	60954	59352	52360	51326	10486	9977	8943	9779	8758	8401	7414	7367
711 11	63304	62946	61282	54063	52959	10867	10345	9241	10142	9048	8708	7654	7604
721-1 f	65313	64936	63209	55757	54579	11264	10734	9556	10514	9346	9021	7898	7843
73Ta	67400	66999	65210	57524	56270	11676	11130	9876	10842	9649	9341	8145	8087
74W	69508	69090	67233	59310	57973	12090	11535	10198	11283	9959	9670	8396	8333
75 Re	71662	71220	69298	61131	59707	12522	11955	10531	11684	10273	10008	8651	8584
76Os	73860	73393	71404	62991	61477	12965	12383	10869	12094	10596	10354	8910	8840
77]r	76097	75605	73549	64886	63278	1341	12819	11211	12509	10918	10706	9173	9098
78Pt	78379	77866	75736	66820	65111	13873	13268	11559	12939	11249	11069	9441	9360
79Au	80713	80165	77968	68794	66980	14353	13733	11919	13379	11582	11439	9711	9625
⁸⁰ Hg	83106	82526	80258	70821	68894	14841	14212	12285	13828	11923	11823	9987	9896
81 T j	85517	84904	82558	72860	70820	15346	14679	12657	14288	12268	12210	10266	10170
⁸² Pb	88001	87343	84922	74957	72794	15870	15207	13044	14762	12620	12611	10549	10448
⁸³ Bi	90521	89833	87335	77097	74805	16393	15716	13424	15244	12977	13021	10836	10729
⁸⁴ Po	93112	92386	89809	79296	76868	16935	16244	13817	15740	13338	13441	11128	11014
⁸⁵ At	95740	94976	92319	81525	78956	17490	16784	14215	16248	13705	13873	11424	11304
⁸⁶ Rn	98418	97716	94877	83800	81080	18058	17337	14618	16768	14077	14316	11724	11597
87Fr	101147	100305	97483	86119	83243	18638	17904	15028	17301	14459	14770	12029	11894
⁸⁸ Ra	103927	103048	100136	88485	85446	19233	18481	15442	17845	14839	15233	12338	12194
⁸⁹ Ac	106759	105838	102846	90894	87681	19842	19078	15365	18405	15227	15712	12650	12499
90Th	109630	108671	105592	93334	89942	20460	19688	16296	18977	15620	16200	12966	12808
91Pa	112581	111575	108408	95851	92271	21102	20311	16731	19559	16022	16700	13291	13120
92V	115591	114549	111289	98428	94648	21753	20943	17163	20163	16425	17218	13613	13438
⁹³ Np	118619	117533	114181	101005	97023	22417	21596	17614	20744	16837	17740	13945	13/58
94Pu	121720	120592	117146	103653	99457	23097	22262	18066	21401	17254	18278	14279	14082
⁹⁵ Am	124876	123706	120163	106351	101932	23793	22944	18525	22042	17677	18829	14618	
96Cm	128088	126875	123235	109098	104448	24503	23640	18990	22699	18106	19393	14961	14740
97Bk	131357	130101	126362	111896	107023	25230	24352	19461	23370	18540	19971	15309	15079
98Cf	134683	133383	129544	114/45	109603	25971	25080	19938	24050	18980	20502	10001	15764
aaEn	138067	136/24	132/81	11/640	112244	26/29	20824	20422	24/00	19420	01705	16970	16112
100 Fin	141510	140122	136075	120598	114926	27503	20084	20912	20470	19819	21/00	10379	10113
	1		1		P 10			L (ļ

ЛИТЕРАТУРА

К главе I

- 1. Herber R. H. J. of Chem. Ed., 42, 180, 1965.
- 2. Barloutaud R., Рісоц J. L., Тžага С. Compt. Rend., **250**, 2705, 1960. 3. Комиссарова Б. К., Сорокин А. А. ЖЭТФ, **54**, 424, 1968.
- 4. Moon P. B. Proc. Phys. Soc. London, A63, 80, 1950.
- Мооп Р. В. Proc. Phys. Soc. London, A64, 76, 1951.
 Бета и гамма-спектроскопия, под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
- Mossbauer R. L. Ann. Physik, 151, 24, 1958.
 Mossbauer R. L. Zs. Naturwiss, 45, 538, 1958.
- 9. Mossbauer R. L. Zs. Naturwiss, 14a, 211, 1959.
- 10. Lamb W. E. Phys. Rev., 55, 190, 1939.
- 11. Шапиро Ф. Л. УФН, 72, 685, 1960.
- 12. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М., ИЛ, 1950.
- 13. Tzara C. J. Phys. et radium., 22, 303, 1961.
- 14. Trammel G. T. Phys. Rev., 126, 1045, 1962.
- 15. Колпаков А. В., Кузьмин Р. Н. ДАН СССР, 180, № 1, 631, 1968.
- 16. Visscher W. M. Ann. Phys., 9, 194, 1960.
- 17. Lipkin H. J. Ann. Phys., 9, 932, 1960.
- 18. Singwi K. S., Sjolander Á. Phys. Rev., **120**, 1093, 1960. 19. Каган Ю. М. ЖЭТФ, **40**, 312, 1961; 41, 659, 1961; ДАН СССР, **140**, 794, 1961.
- 20. Каган Ю. М., Иосилевский Я. А. ЖЭТФ, 42, 259, 1962. 21. Kistner O. S., Sunyar A. W. Phys. Rev. Lett., 4, 412, 1960.
- 22. Shirley D. A. Rev. of Mod. Phys., 36, 339, 1964.
- 23. Towns C. H., Daily B. P., J. Chem. Phys., 17, 782, 1949; 23, 118, 1955; 20, 35, 1952.
- 24. Daily B. P. J. Phys. Chem., 57, 490, 1953.
- 25. Берсукер И. Б., Гольданский В. И., Макаров Е. Ф. ЖЭТФ, 49, 21, 1965.
- Walker L. R., Wertheim G. K., Jaccarino V. Phys. Rev. Lett., 26. 6, 98, 1961.
- 27. Sternheimer R. M. Phys. Rev., 84, 244, 1951; 86, 316, 1952; 95, 736, 1954.
- 28. Watson R. Z., Freeman A. J. Phys. Rev., 123, 2027, 1961.
- 29. Fagg L. W., Hanna S. S. Rev. Mod. Phys., 31, 711, 1959.
- 30. Parker P. M. J. Chem. Phys., 24, 1096, 1956.
- 31. Mattias E., Schneider W., Steffen R. Phys. Rev., **125**, 261, 1962. 32. Фрауэнфельдер Г. Эффект Мёссбауэра. М., Атомиздат, 1964. 33. Вертхейм Г. К. Эффект Мёссбауэра. М., «Мир», 1966.

- 34. Сб. «Эффект Мёссбауэра», под ред. Ю. М. Кагана. М., ИЛ, 1962.
- 35. Кривоглаз М. А. Эффект Мёссбауэра и его применение в физике твердого тела. Сб. «Физика твердого тела». М., ВИНИТИ, 1965.
- 36. Гольданский В. И. Эффект Мёссбауэра и его применение в химии. М., Изд-во АН СССР, 1963.

- Гольданский В. И. УФН, 89, 333, 1966.
- «Эффект Мёссбауэра». Библиографический указатель (1958—1964), М., «Наука», 1966.
- 39. Сб. «Экспериментальная техника эффекта Мессбауэра», под ред. Грувермана. М., «Мир», 1967.
- 40. Walker L. R., Wertheim G. K., Jaccarino V. Phys. Rev. Lett., 6, 98, 1961.
- 41. Брюханов В. А., Делягин Н. Н., Опаленко А. А., Шпн-нель В. С. ЖЭТФ, 43, 432, 1962.
- 42. Boyle A. I. F., Bunbury D. St. P., Edwards C. Proc. Phys. Soc. London, 29, 416, 1962.
- Гольданский В. И., Городинский Г. М., Карягин С. В., Корытко Л. А., Крижанский Л. М., Макаров Е. Ф., Суздалев И. В., Храпов В. В. ДАН СССР, 147, 127, 1962.
- 44. Александров А. Ю., Делягин И. Н., Митрофанов К. П., Полак Л. С., Шпинель В. С. ЖЭТФ, 43, 1242, 1962.
- 45. Bocque J. P. etc. Phys. Rev. Lett., 17, 809, 1966.
- 46. Ибраимов Н. С., Кузьмин Р. Н. ЖЭТФ, 21, 70, 1965. 47. Courdey-Hayes M., Harris I. R. Phys. Lett., 24А, 80, 1967.
- 48. Чекин В. В., Наумов В. Г. ЖЭТФ, 50, 534, 1966.
- 49. P o b e 11 F. Phys. Stat. Sol., 13, 509, 1966. 50. Preston R. S. Phys. Rev., 128, 2207, 1962.
- 51. Останевич Ю. М., Пал Л., Чер Л. Препринт ОИЯИ, № 3. 2975. Дубна, 1966.
- 52. Кузьмин Р. Н., Ибранмов Н. С., Жданов Г. С. ЖЭТФ, 50. 330, 1966.
- 53. Чекин В. В., Даниленко Л. Е., Каплиенко А. М. ЖЭТФ, 51, 711, 1966.
- 54. Абидов М. А., Жданов Г. С., Кузьмин Р. Н. Сборник конференции по упорядочению в сплавах. Киев, «Наукова Думка», 1968.
- 55. Wertheim G. K., Buchanan D. Phys. Rev., 161, 478, 1967.
- 56. Muir A. H., Wiedersich H. J. Phys. Chem. Sol., 28, 65, 1967.
- 57. Желудев И.С., Белов В.Ф. Изв. АН СССР, сер. физ. ХХХІ, 1117, 1967.
- 58. Гольданский В. И., Егназаров Б. Г., Запорожец В. М., Останевич Ю. М., Чупрова И. Д. Прикладная геофизика, 44, 202, 1965.
- 59. Александров А. Ю., Карасев А. Н., Митрофанов К. П., Полак Л. С., Сорокин А. А. Сб. «Проблемы ядерной геофизики», М., «Недра», 1964, стр. 109.
- 60. Афанасьев А. М., Каган Ю. М. ЖЭТФ, **45**, 1660, 1963. 61. Афанасьев А. М., Каган Ю. М. Письма ЖЭТФ, **8**, 620, 1968.
- 62. Горобченко В. Д., Лукашевич И. И., Скляревский В. В., Цицкишвили К. Ф., Филиппов Н. И. Письма ЖЭТФ, 8, 625, 1968.
- 63. Van-der Woude F., Dekker A. J. Phys. Stat. Sol., 9, 775, 1965.
- 64. Wegener H. Zs. fur Physik, 186, 498, 1965.
- 65. Blume M. Phys. Rev. Lett., 14, 96, 1965.
- 66. Gabriel H. Phys. Stat Sol., 23, 195, 1967.
- 67. Карягин С. В. ДАН СССР, 148, 1102, 1963. 68. Апдреева М. А., Кузьмин Р. Н. Научная конференция «Ломоносовские чтения» 1969. Тезисы. Изд-во МГУ, 1969, стр. 41.

К главе II

- 1. Гольданский В. И. Эффект Мёссбауэра и его применения в химии. М., Изд-во АН СССР, 1963.
- 2. Каган Ю. М. ЖЭТФ, 41, 659, 1961; Каган Ю. М., Маслов В. А. ЖЭТФ, 44, 1296, 1961.

- 3. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы раснада радиоактивных ядер. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1958.

- Mossbauer R. L., Wiedeman W. H. Zs. fur Phys., 158, 33, 1960.
 Margulies S., Ehrman I. R. Nucl. Instr. & Meth., 12, 131, 1961.
 Margulies S., Debrunner P., Frauenfelder H. Nucl. Instr. & Meth., 21, 217, 1963.
- 7. Margulies S. Zs. fur Phys., 176, 63, 1963.
- 8. Shirley D. A., Kaplan M., Axel P. Phys. Rev., 123, 816, 1961.
- 9. Быков Г. А., Фам Зуи Хиен. ЖЭТФ, 43, 909, 1962.
- 10. Lang G. Nucl. Instr. & Meth., 24, 425, 1963.
- 11. Hafemeister D. W., Shera E. Nucl. Instr. & Meth., 41, 133, 1966.
- 12. Stokcler H. A., Sano H. Nucl. Instr. & Meth., 44, 103, 1966.
- 13. Housley R. M., Erickson N. E., Dash J. G. Nucl. Instr. & Meth., 27, 29, 1964.
- 14. Housley R. M. Nucl. Instr. & Meth., 35, 77, 1965.
- 15. Дэш Д. В сб. «Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра», под ред. Грувермана. М., «Мир», 1967.
- 16. Danon J. J. J. Chem. Phys., 41, 3378, 1964.
- 17. Fluck E. B cf. «Advances in Inorganic Chemistry and Radiochemistry», vol. 6. New York, 1964.
- 18. Гербер Р. В сб. «Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра», под ред. Грувермана. М., «Мир», 1967. 19. Спикерман Д., Рюэгг Ф., Де-Вое Ж. В сб. «Экспериментальная
- техника эффекта Мёссбауэра», под ред. Грувермана. М., «Мир», 1967.
- Гольданский В. И., Городинский Г. М., Карягин С. В., Корытко Д. А., Крижанский Д. М., Макаров Е. Ф., Суз-
- далев И. П., Храпов В. В. ДАН СССР, 147, 127, 1962. 21. Карягин С. В. ДАН СССР, 148, 1102, 1963; ФТТ, 5, 2128, 1963; ФТТ, 8, 1739, 1966.
- 22. Fluck E., Kerler W., Neuwirth W. Angew Chem., 75, 461, 1963.
- 23. Mossbauer R. L. Zs. fur Phys., **151**, 124, 1958. 24. Mossbauer R. L. Zs. Naturiersch, **14a**, 211, 1959.
- 25. Craig P. P. etc. Phys. Rev. Lett., 3, 221, 1959.
- 26. Shirley D. A., Nuclenics, 23, 62, 1965. 27. Ключарев В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 2130, 1965.
- 28. Elad E., Nakamura M. Nucl. Instr. & Meth., 41, 161, 1966.
- 29. Краснов Н. Н., Дмитриев П. П. Атомная энергия, 20, 57, 1966.
- 30. Томилов С. Б. Радиохимия, 6, 377, 1964.
- 31. Гильберт Э. Н., Пронин В. А., Артюхин П. Н., Валов П. М. Радиохимия, 3, 358, 1965.
- 32. Mustachi A. Nucl. Instr. & Meth., 26, 219, 1964.
- 33. Stephen J. Nucl. Instr. & Meth., 26, 269, 1964.
- 34. Добрев Д., Томов Т., Русков Т., Лефтёров Д. ПТЭ, 5, 235, 1967.
- 35. Dryburgh P. M. J. Sci. Instr., 41, 640, 1964.
- 36. Brenner A., Couch D. E., Williams E. K. J. Res. Nat. Bur. Stand., 44, 109, 1950.
- 37. Bara J., Hrynkewich A. Z., Stronsky I., Kernenergie 7, 317. 1964.
- 38. Kucera J., Zemcik T. Ceskoslovenska Academie VED, Ustav Vlastnosti Kovu, Brno, preprint, 1966.
- 39. Bara J., Hrynkewich A. Z. Phys. Stat. Solidi, 15, 205, 1966. 40. Hill R. D. Phys. Rev., 83, 865, 1951.
- 41. Rose M. E. International Conversion Coefficients, North-Holland Publishing Company. Amsterdam, 1958.
- 42. Olsen J. L., Mann L. G., Lindner M. Phys. Rev., 105, 985, 1957.
- 43. Proctor W. G. Phys. Rev., 79, 35, 1950.
- 44. Hanna S. S. etc. Phys. Rev., 120, 2211, 1960.
- 45. Kistner O. C., Sunyar A. W., Swan J. B. Phys. Rev., 123, 179, 1961.

- 46. Boyle A. J. F., Bunbury D. St. P., Edwards C. Proc. Phys. Soc., London, 77, 1062, 1961.
- 47. Bowe J. C., Axel P. Phys. Rev., 84, 939, 1951. 48. Benzer-Koller N. Phys. Rev., 134, B 1205, 1964.
- 49. Власов Н. А. Нейтроны. М., Гостехиздат, 1955.
- 50. Hohenemser C. Phys. Rev., 139A, 185, 1965.
- 51. Балабанов Н. П., Коммисарова Б. А., Сорокин А. А., Шпинель В. С. Тезисы докладов Всесоюзной конференции по гамма-резонансной спектроскопин. М., Атомиздат, 1966.
- 52. Bryukhanov V. A., Delyagin N. N., Kagan Yu. M. Revs. of Mod., Phys., 36, 470, 1964.
- 53. Herber R. H., Spijkerman J. J. J. Chem. Phys., 42, 4312, 1965.
- 54. Митрофанов К. П., Плотникова М. В., Шппнель В. С. ЖЭТФ, 48, 791, 1965.
- 55. Комиссарова Б. А., Сорокин А. А. Шпинель В. С. Ядерная физика, 1, 621, 1965.
- 56. Фам Зун Хиен, Шпинель В. С. ЖЭТФ, 44, 393, 1963.
- 57. Брюханов В. А., Делягин Н. Н., Кузьмин Р. Н. ЖЭТФ, 46. 137, 1964.
- 58. Фалеев Д.С. Канд. дисс. МГУ, 1970. 59. Фам Зун Хиен, Шпинель В Шпинель В. С., Висков А. С. Веневцев Ю. Н. ЖЭТФ, 44, 1889, 1963.
- 60. Megaw H. D. Proc. Phys. Soc., 58, 133, 1946.
- 61. Плотникова М. В., Митрофанов К. П. Шпинель В. С. Письма ЖЭТФ, 3, 323, 1966.
- 62. Hannaford P., Howard C. J., Wignall J. W. G. Phys. Lett., 19, 257, 1965.
- 63. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М., Физматгиз, 1961.
- 64. Иркаев С. М., Кузьмин Р. Н., Чачхнани Л. Г. Вестник МГУ, сер. физ. 6, 97, 1968.
- 65. Брюханов В. А., Делягин Н. Н., Шпинель В. С. ЖЭТФ, 47, 80, 1964.
- 66. Herber R. H., Spijkerman J. J. J. Chem. Phys., 43, 4057, 1965. 67. Knight J. R., Rhys D. W. J. Les. Common Matals, 1, 299, 1959.
- 68. Ибраимов Н. С., Кузьмин Р. Н. ЖЭТФ, 48, 103, 1965.
- 69. Courdey-Hayes M., Harris I. R. Phys. Lett., 24A, 80, 1967.
- 70. Иркаев С. М., Кузьмин Р. Н., Инкитина С. В., Новакова А. А. Симпозиум по металлургии и металловедению. М., «Металлургия», 1968.
- 71. Barrett P. H., Shirley D. A. J. Chem. Phys., 39, 1035, 1963.
- 72. Nagle D. etc. Phys. Rev. Lett., 4, 237, 1960.
- 73. Фам Зуи Хиен, Шапиро В. Г., Шпинель В. С. ЖЭТФ, 42, 703, 1962.
- 74. Violet C. E., Booth R., Wooten F. Phys. Lett., 5, 230, 1963.
- 75. Huntzicker J. J. etc. Bul. Am. Phys. Soc., 9, 741, 1964. 76. Violet C. E., Booth R. Phys. Rev., 144, 225, 1966.
- 77. Брюханов В. А., Иофа Б. З., Опаленко А. А., Шпинель В. С. ЖHX, 12, 1985, 1967.
- 78. Stepanov E. P. etc. Phys. Lett., 6, 155, 1963.
- 79. Лебедев В. А., Лебедев Р. А., Бабешкин А. М., Несмеянов А. Н. Вестник МГУ, сер. хим., 4, 117, 1968.
- 80. Buyrn A. B., Grodzins L. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 43, 1963.
- 81. Кузьмин Р. Н., Опаленко А. А., Шпинель В. С. Письма ЖЭТФ, 8, 455, 1968.
- 82. Snyder R. E., Beard G. B. Phys. Lett., 15, 264, 1965.
- 83. Ruby S. L. etc. Phys. Rev., 148, 1, 1966.
- 84. Ruby S. L., Kalvius G. M. Phys. Rev., 155, 2, 1967.

- 85. Брюханов В. А., Иофа Б. З., Котхекар В., Семенов С. И., Шпинель В. С. ЖЭТФ, 53, 1582, 1967. 86. Malliaris A. C., Bainbridge K. T. Phys. Rev., 149, 958, 1966.

К главе III

- I. Сумбаев О. И., Смирнов А. И., Зыков В. С. ЖЭТФ, 42, 115, 1962.
- 2. Frauenfelder H. etc. Nuovo Cimento, 19, 183, 1961.
- 3. Фам Зуи Хиен, Шапиро В. Г., Шпинель В. С. ЖЭТФ, 42, 703, 1962.
- 4. Митрофанов К. П., Шпинель В. С. ЖЭТФ, 40, 983, 1961. 5. Kankeleit E. Zs. fur Phys., 164, 442, 1961.
- 6. Kalvius M. etc. Zs. fur Phys., 163, 87, 1961.
- 7. Митрофанов К. П., Илларионова Н. В., Шпинель В. С. ПТЭ, **3**, 49, 1963.
- 8. Митрофанов К. П., Илларионова Н. В., Шпинель В. С. ПТЭ, 3, 60, 1965.
- 9. Митрофанов К. П., Плотникова М. В., Рохлов Н. И. птэ, 4, 55, 1965.
- 10. Бончев Ц. В., Бурин К. Л., Бурков Л. ПТЭ, 5, 148, 1967.
- 11. Levy L., Mitrani L., Ormanjev S. Nucl. Instr. & Meth., 41, 233, 1964.
- 12. Cook C. F., Collins R. L., Fink R. W. Selective Mossbauer Detector and use thereof (заяв. 5.10.62, опубл. 21.06.66, патент США, кл. 250-83, 3, № 3257558).
- 13. Kankeleit E. Amer. J. Phys., 34, 778, 1966.
- 14. Berry P. F. Nucleonics, 42, 62, 1961.
- 15. Owen's W.R. Bull. Amer. Phys. Soc., 6, 689, 1964.
- 16. Митрофанов К. П., Рохлов Н. И. ПТЭ, 5, 223, 1961.
- 17. Матвеев В. В., Хазанов Б. Ш. Приборы для измерения ионизирую-щих излучений. М., Атомиздат, 1967.
- 18. Bisi A., Zappa L. Nuovo Cimento, 11, 98, 1955.
- 19. Вяземский В. О., Ломоносов И. И., Писаревский А. Н., Протопопов Х. В., Рузин В. А., Тетерин Е. Д. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Атомиздат, 1961.
- 20. Юнгклаусен Г. Полупроводниковые детекторы и их применения в ядерной физике. Дубна, 1965.
- 21. Elad E., Nakamura M. Nucl. instr. & Meth., 41, 161, 1966; 42, 315, 1966.

К главе IV

- 1. Алешин К. П., Мельников Г. П., Степанов Е. П. «Тр. шестой конференции по ядерной спектроскопни». М., Атомиздат, 1966.
- 2. Mossbauer R. L. Zs. fur Phys., 151, 124, 1958. 3. Mossbauer R. L. Zs. Naturforsh, 14a, 211, 1959.
- 4. Margulies S., Debrunner P., Frauenfelder H. Nucl. Instr. & Meth., 21, 217, 1963.
- 5. Митрофанов К. П. ПТЭ, 3, 60, 1965.
- Звенглинский Б., Серге-6. Брюханов В. А., Делягин Н. Н., ев С. А., Шпинель В. С. ПТЭ, 1, 23, 1962. 7. Mossbauer R. L. Proceed. of the 2nd Intern. Conf. on Mossbauer effect,
- Saclay (France), p. 38, 1961.
- Артоболевский И. И., Левитский Н. М., Черкудинов С. А. Синтез плоских механизмов. М., Физматгиз, 1959.
- 9. Flinn P. A. Rev. Sci. Instr., 34, 1422, 1963.
- 10. Maier-Leibnitz H. Proceed. of the 2nd Intern. Conf. on Mossbauer effect, Saclay (France), p. 49, 1961.

- 11. Kocher C. W. Rev. Sci. Instr., 36, 1018, 1965.
- 12. Вертхейм Г. Эффект Мёссбауэра. М., «Мпр», 1966. 13. Cranshaw T. E. Nuclear Instr. & Meth., 30, 101, 1964.
- 14. Алешин К. П., Лукашевич И. И., Самойлов Б. Н., Скляревский В. В., Степанов Е. П., Филиппов Н. И. ПТЭ, 4, 43, 1964. 15. Kankeleit E. Rev. Sci. Instr., **35**, 194, 1964.
- 16. Cohen R. L., McMullin P. G., Wertheim G. K. Rev. Sci. Instr., **34**, 671, 1963.
- 17. Rubin D. Rev. Sci. Instr., 33, 1358, 1962.
- 18. Ruegg F. S., Spijkerman J. J., Devoe J. R. Rev. Sci. Instr., 36, 356. 1965.
- 19. Lipkin J. etc. Rev. Sci. Instr., 35, 1336, 1964.
- 20. Корытко Л. А., Суздалев И. П., Трухтанов В. А. Заводская лаборатория, 12, 1519, 1965. 21. Kistner O., Sunyar A. W., Swan J. B. Phys. Rev., 123, 179, 1961. 22. Алешин К. П., Лукашевич И. И., Скляревский В. В., Сте-
- панов Е. П., Филиппов Н. И. ПТЭ, 2, 53, 1967.
- 23. Vali V., Nybakken T. W. Rev. Sci. Instr., 35, 1085, 1964.
- 24. Валов П. М., Соколова В. К., Виленский А. Г., Вайнштейн Э. К. ПТЭ, 5, 161, 1965.
- 25. Томов Т., Русков Т. ПТЭ, 5, 138, 1967.
- 26. Доленко А. В., Егназаров Б. Г., Исаков Л. М. Ядерное приборостроение. Тр. СНИИП, вып. VI. М., Атомиздат, 1967.
- 27. Pound R. V. Proceed. of the 2nd Intern. Conf. on Mossbauer effect. Saclay (France), p. 217, 1961.
- 28. Kundig W. Phys. Rev., 129, 2371, 1963. 29. Ruby S. L., Bolef D. I. Phys. Rev. Lett., 5, 5, 1960.
- 30. Gerson R., Denno W. S. Rev. Sci. Instr., 36, 1344, 1965.
- 31. Алешин К. П., Мельников Г. П., Степанов Е. П. Электронная часть установки для исследования эффекта Мёссбауэра. М., ИАЭ, Препринт, 1964.
- 32. Мельников Г. П. Электронные цифровые спектрометры. М., Атомиздат 1966.
- 33. Городинский Г. М., Крижанский Л. М., Круглов Е. М. ЖЭТФ, 43, 2050, 1962.
- Beltran-Lopez V., Loria G. Rev. Sci. Instr., 38, 707, 1967.
 Goodman R. H., Richardson J. S. Rev. Sci. Instr., 37, 283, 1966.
- 36. Spijkerman J. J., Ruegg F. C., Devoe J. R. Applications of the Mossbauer effect in Chemistry and Solid States Physics, National Atomic Energy Agence, Vienna, 1966.
- 37. De Waard H. Rev. Sci. Instr., 36, 1728, 1965.
- 38. Kistner O. C., Sunyar A. W. Phys. Rev. Lett., 4, 412, 1960.
- 39. Алфименков В. П., Останович Ю. М., Стрелков А. В., Савицки Е., Чер Л., У. Байши. Препринт в № 13—2988, ОИЯИ. Дубна, 1966.
- 40. Нистор К. Rev. Romaine de Phys., 9, 793, 1964.
- 41. Спикерман Д., Рюгг Ф., Де-Вое Ж. Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра. М., «Мир», 1967.
- 42. Nielsen A., Olsen J. Nucl. Instr. & Meth., 52, 173, 1967.
- 43. Колпаков А. В., Кузьмин Р. Н. ДАН СССР, 180, № 1, 63, 1968.
- 44. Bressani T., Brovetto P., Chiavassa E. Phys. Rev. Lett., 21, 299, 1966.
- 45. Bressani T., Brovetto P., Chiavassa E. Nucl. Instr. & Meth., **47**, 164, 1967.
- 46. Raghavan R. S. Proc. Indian Acad. Sci., A53, 265, 1961.
- 47. Кузьмин Р. Н., Колпаков А. В., Жданов Г. С. Кристаллография, 4, 511, 1966.
- 48. Lipkin H. J. Phys. Rev., **123**, 62, 1961. 49. Trammel G. T. Phys. Rev., **126**, 1045, 1962.
- 50. Tzara C. J. Phys. et radium, 22, 303, 1961.

- 51. Дзюб И. П., Любченко А. Ф. ФТТ, 3, 2275, 1961.
- 52. Wong M. K. F. Proc. Phys. Soc., 85, 723, 1965.
- 53. Longworth G., O'Connor D. A. Proc. Phys. Soc., 83, 925, 1964.
- 54. Black P. J. Nature, London, 206, 1223, 1965.
 55. O'Connor D. A., Black P. J. Proc. Phys. Soc., 83, 941, 1964.
- 56. Hanson H. P., Herman J. D. Acta Cryst., 17, 1040, 1964.
- 57. Кузьмин Р. Н., Колпаков А. В. В сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», вып. І. Л., СКБ РА, стр. 225, 1967.
- 58. Засимов В. С., Котельников В. А., Кузьмин Р. Н., Фиров А. И. В сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», вып. 5, Л., СКБ РА, стр. 81, 1969.
- 59. Беляков В. А., Айвазян Ю. М. Письма ЖЭТФ, 7, 477, 1968.
- 60. Беляков В. А., Айвазян Ю. М. ЖЭТФ, **56**, 346, 1969.
- 61. Андреева М. А., Кузьмин Р. Н. Кристаллография, 4, 713, 1969.
- 62. Андреева М. А., Кузьмин Р. Н. ДАН СССР, 185, 1282, 1969.
- 63. Смирнов Г. В., Скляревский В. В., Восканян Р. А., A pтемьев А. Н. Письма ЖЭТФ, 9, 123, 1969.

К главе V

- 1. Уайт Г. Г. Экспериментальная техника в физике низких температур. М., Физматгиз, 1961.
- 2. Головин В. А., Иркаев С. М., Кузьмин Р. Н., Чачхнани Л. Г. ПТЭ, № 1, 111, 1968.
- 3. Алфименков В. П., Останович Ю. М., Стрелков А. В., Савицки Е., Чер Л., У Бай Ши. Препринт ОИЯИ, № 13-2988, Дубна, 1966.
- 4. Wiedeman W., Murdt W. A., Kullaman D. Cryogenics, 5, 94, 1965.
- 5. Chappert P. J. J. de Physique Appliquee, 26, 183A, 1965.
- 6. Barret F. W. D., Grodzins I. Rev. Sci. Instr., **36**, 1607, 1965. 7. Woodhams F. W. D., Meads R. E. J. Sci. Instr., **46**, 333, 1966.
- 8. Van der Woude F., Boom G. Rev. Sci. Instr., 36, 800, 1965.
- 9. Головин В. А., Иркаев С. М., Кузьмин Р. Н. В сб.: «Аппаратура и методы рентгеновского анализа», вып. 6, Л., СКБРА, стр. 51, 1970.
- 10. Sharon B., Treves D. Rev. Sci. Instr., 37, 1252, 1966.
- 11. Шарвин Ю. В. ПТЭ, 1, 147, 1959.
- 12. Малков М. П., Данилов И. Б., Зельдович А. Г., Фрадков А. П. Справочник по физико-техническим условиям глубокого охлаж. дения. М.— Л., Гостехиздат, 1963.
- 13. Bitter F. Rev. Sci. Instr., 7, 482, 1936; 10, 373, 1939.
- 14. Olsen J. L. Contempt. Physics., 5, 1, 1964.
- 15. Қlerk D., Gorter C. J. Appl. Sci. Rev., **B8**, 265, 1960. 16. Мирясов Н. З., Рубцов В. К. ПТЭ, 5, 142, 1959.
- 17. Kunzler G. A. etc. J. Appl. Phys., 32, 325, 1961.
- 18. Карасик В. Р. Физика и техника сильных магнитных полей. М., «Наука», 1964.
- 19. Kammerling O. H. Leiden Common, 122, 124, 1911.
- 20. Silsbee F. B. J. Wash. Acad. Sci., 6, 597, 1916.
- 21. Meissner W., Ochsenfeld R. Naturwiss, 21, 787, 1933. 22. Абрикосов А. А. ЖЭТФ, 32, 1442, 1957; Абрикосов А. А., Горьков Л. П. ЖЭТФ, **35**, 265, 1958. 23. Стаід Р. Р. etc. Phys. Rev. Lett., **9**, 12, 1962.
- 24. Sampson W. B., Kruger P. G. Rev. Sci. Instr., 36, 1081, 1965.
- 25. Sampson W. B. Rev. Sci. Instr., 36, 565, 1965.
- 26. De Waard H., Heberle J. Phys. Rev., 136B, 1615, 1964.
- 27. Kitchens T. A., Steyert W. A., Taylor R. D. Phys. Rev., 138A, 467, 1965.
- 28. Крейг П. В сб. «Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра», под ред. И. Грувермана. М., «Мир», 1967.

- 29. Hawkins S. R., Harshman J. N. Rev. Sci. Instr., 38, 50, 1967.
- 30. В сб. «Современная техника сверхвысоких давлений». М., «Мир», 1964.
- 31. Свенсон К. Физика высоких давлений. М., ИЛ, 1963.
- 32. Ингаллс Р. В сб. «Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра». под ред. И. Грувермана. М., «Мир», 1967.
- 33. Hanks R. V. Phys. Rev., 124, 1319, 1961.
- 34. Stone J. A. etc. University of California. Lawrens Radiation Lab., CCRL. 10630, 1963.

- 35. Палюшкин В. Н., Воронов Ф. Ф. Письма ЖЭТФ, 4, 153, 1965. 36. Dlouha J., Chech J. Phys. Rev., 14B, 570, 1964. 37. Pound R. V., Benedek G. B., Drever R. Phys. Rev. Lett., 7, 905, 1961.
- 38. Pound R. V. Proceed, of the 2nd Conf. on Mossbauer Effect, New York. Wiley, 1962.
- 39 Nicol M., Jura G. Science, 141, 1035, 1963.
 40. Herber R. H., Spijkerman J. J. J. Chem. Phys., 42, 4312, 1965.
 41. Pipkorn D. N. etc. Phys. Rev., 135A, 1604, 1964.
- 42. Edge C. K. etc. Phys. Rev., 138A, 729, 1965.
- 43. Drickamen H. G., Ingalls R. H., Coston C. J. Phys. Rev., 145. 409, 1966.
- 44. Moller H. S., Mossbauer R. L. Phys. Lett., 24A, 416, 1967.

- 45. Ingalls R. Phys. Rev., 133A, 787, 1964.
 46. Das T. P., Pomerantz E. Phys. Rev., 123, 2070, 1961.
 47. Lister J. D., Benedek G. B. J. Appl. Phys., 34, 688, 1963.
- 48. Perez-Albuerne E. A., Forsgren K. F., Drickamer Rev. Sci. Instr., 35, 29, 1964. H. G.
- 49. Forsgren K. F., Drickamer H. G. Rev. Sci. Instr., 36, 1709, 1965.
- 50. Debrunner P. etc. Rev. Sci. Instr., 37, 1310, 1966.