УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ү-ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ

Г. Н. Белозерский, Ю. А. Немилов

СОДЕРЖАНИЕ

§ 1	١.	Введение
š 2	2.	Захват медленных нейтронов атомами, находящимися в кристаллической
		решетке
ş :		Применение теории Лэмба для изучения резонансного рассеяния ү-квантов
		в кристаллах
§ 4	í.	Использование изменения температуры источника и механического движе-
		ния источника относительно поглотителя для наблюдения эффекта резо-
		нансного поглощения ү-лучей без отдачи
\$:).	Сверхтонкое расщепление и полиризация липпи в опытах по резонансному
		рассеянию у-лучей без отдачи
ş t	3.	Использование ивления резонансного поглощения у-лучей для изучения
		твердого тела
		Экспериментальная проверка общен теории относительности
		Перспективы использования явления резонансного рассеяния у-лучей 45
\$!	9.	Предел применимости метода резонансного рассеяния у-лучей 46
Ц	TE	прованная литература

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Резонансное рассеяние у-лучей дает возможность получить многие данные о свойствах ядер. Известно, что знание вероятностей переходов позволяет судить о строении ядра, а сравнение экспериментально полученных вероятностей переходов с рассчитанными теоретически позволяет делать выводы о справедливости различных моделей ядра. Особенно важно измерять времена жизни, меньшие $5 \cdot 10^{-11} \ cek$, т. с. времена, которые нельзя измерить методом задержанных совпадений ¹. Одипм из методов *) измерения времен жизни таких переходов является резонансное рассеяние у-лучей.

Резонансное рассеяние у-лучей имеет свои специфические особенности по сравнению с резонансным рассеянием в оптике, заключающиеся в том, что энергия отдачи при испускании и поглощении у-квантов, как правило, значительно больше значения собственной ширины липии. В первых работах по резонансному рассеянию у-лучей ²⁻⁶ не были найдены способы компенсации потерь, связанных с энергией отдачи, и поэтому опыты не дали положительных результатов. Только в 1951 г. были осуществлены ⁷ первые эксперименты по резонансному рассеянию у-квантов

^{*)} Времена жизни уровней, меньшие 5·10⁻¹¹ сек, можно изучать также методом кулоновского возбуждения и при помощи наблюдения допплеровского расширения у-линий, обусловленного движением ядра, образовавшегося в ядерной реакции

¹ УФИ, т. LXXII, вып. 3

с помощью компенсации потерь на отдачу допплеровским сдвигом энергии испускаемых квантов.

С тех пор в экспериментах по резонансному рассеянию нашли применение следующие четыре способа компенсации потерь на отдачу при испускапии и поглощении γ -квантов 8,9 :

- 1. Метод ультрацентрифуги. Компенсация обусловлена механическим движением источника относительно поглотителя.
 - 2. Допперовское расширение линии за счет нагревания источника¹⁰.
- 3. Использование отдачи от предшествующего процесса радиоактивного распада.
- 4. Использование отдачи, полученной возбужденным ядром, образовавшимся в результате ядерной реакции.

Опыты по резонансному рассеянию позволяют получить не только вероятности переходов, но и помогают составлению схем распада исследуемых изотопов.

Необходимо помнить о возможности применения этого метода для изучения твердого тела: изучение законов торможения атомов в веществе, измерение распределения скоростей атомов в рассеивателе, изучение новедения молекул при β-превращении одного из атомов, ее составляющих, и т. д. Хорошей иллюстрацией возможности применения метода резонансного рассеяния γ-лучей является определение спиральности нейтрино ¹¹.

В 1958 г. был открыт новый метод ^{12,13} изучения резопансного рассеяния у-квантов. В тех случаях, когда испускающие и поглощающие ядра находятся в кристаллической решетке, при пспускании у-квантов небольшой энергии отдача может передаваться всему кристаллу как целому. В данном случае масса кристалла может считаться бесконечной, и поэтому передаваемая ему энергия равна нулю.

Так как у-квант практически не испытывает потери энергии на отдачу при испускании и поглощении, то условия резонанса не нарушаются. Теоретически это явление было истолковано на основе теории, развитой Лэмбом 14.15 для захвата медленных нейтронов атомами, паходящимися в кристаллической решетке.

\S 2. ЗАХВАТ МЕДЈЕННЫХ НЕЙТРОНОВ АТОМАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В КРИСТАЛЈИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Дисперсионная формула дает следующее выражение для захвата нейтрона свободным и неподвижным ядром:

$$\sigma_{\text{maxb}} = \sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$
 (2.1)

Здесь σ_0 — сечение при резонансе, E_0 — энергия нейтрона при резонансе, E — энергия налетающего нейтрона, Γ — полная ширина уровня.

Если мы учтем тот факт, что атомы не являются свободными и неподвижными, а находятся в газе при температуре T, то сечение захвата нейтронов можно записать следующим образом $^{14,\,15}$:

$$\sigma_{3axB}(\xi, E) = \sigma_0 \psi(\xi, x), \qquad (2.2)$$

где $x=rac{2\;(E-E_0)}{\Gamma}$, $\;\xi=rac{\Gamma}{\Delta}\;,\;\Delta=2\;\sqrt{RkT}$ — допплеровская ширина,

$$\psi(\xi, x) = \frac{\xi}{2V\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{1}{4}\xi^2(\lambda - y)^2}}{1 + y^2} dy. \tag{2.3}$$

На самом деле источник и поглотитель в большинстве случаев являются твердыми телами, и поэтому в тех случаях, когда химическая связь важна, нельзя применять теорию допплеровского расширения линии свободными атомами.

Лэмбом 14 было получено выражение для вероятности захвата $W\left(E\right)$ нейтрона c энергией E атомами, находящимися в кристаллической решетке. В результате захвата нейтрона кристаллическая решетка переходит из одного колебательного состояния в другое, а образовавшееся ядро испускает γ -квант

$$W(E) = -\frac{2}{\Gamma} \operatorname{Re} \int_{0}^{\infty} e^{i\mu (L - E_0 + i\Gamma/2) + g(\mu)} d\mu, \qquad (2.4)$$

откуда для $g(\mu)$, не учитывая дисперсии фононов и апизотропии скорости звука, получаем

$$g(\mu) = \frac{3Em}{M_0^3} \int_0^{\theta} \left[(1 + \overline{\alpha}_s) e^{-i\mu\epsilon} + \overline{\alpha}_s e^{i\mu\epsilon} - 2\overline{\alpha}_s - 1 \right] \varepsilon \, d\varepsilon, \tag{2.5}$$

где
$$\varepsilon = h\omega$$
, $\theta = h\omega_{\text{Main}} + \text{гемпература Дебая, } \overline{\alpha_s} = \frac{1}{\frac{h\omega_s}{\kappa T} - 1}$

В общем случае выполнить интегрирование в (2,5) нельзя и можно оценить (2,4) только тогда, когда оценена функция $g(\mu)$.

При больших энергиях налетающих нейтронов в (2,4) существенна

только область малых μ , $|\mu\theta| \ll 1$.

Для таких значений μ можно разложить $g(\mu)$ в ряд по степеням $\mu\theta$; ограничиваясь квадратичным членом, получаем для $g(\mu)$:

$$g(\mu) = -i\mu\theta \frac{R}{\theta} - (\mu\theta)^2 \frac{R\bar{\epsilon}}{\theta^2}, \qquad (2.6)$$

где ε — средняя энергия на колебательную степень свободы, $R = \frac{m}{M} \, E$ — энергия отдачи ядра.

Из (2,5) и (2,6) видно, что область малых µ будет существенна в (2,4) при выполнении условия

$$\frac{1}{2}\Gamma + (R\tilde{\epsilon})^{1/2} \gg \theta$$
 («слабая связь»). (2,7)

Так как обычно $(R\bar{\epsilon})^{1/2} \gg \Gamma/2$, то (2,7) можно переписать в виде $R\epsilon \gg \theta^2$, и следовательно, в (2,6) коэффициент перед $(\mu\theta)^2$ значительно больше единицы. При больших μ подынтегральное выражение в (2,4) будет стремиться к нулю.

В случае «слабой связи» для W(E) получаем

$$W(E) \equiv \frac{4}{\Gamma^2} \psi(\xi, x). \tag{2.8}$$

Следовательно, сечение захвата нейтрона в кристалле получается такое же, как и для свободных атомов, но допилеровская ширина будет равна теперь

$$\Delta = 2\sqrt{RT_{\theta\phi\phi}},\tag{2.9}$$

где $T_{\mathfrak{d}\Phi\Phi}=\epsilon.$

Из теории твердого тела известно, что выражение для средней энергии на колебательную степень свободы можно записать в следующем виде ¹⁶:

$$\varepsilon = 3T \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \left(\frac{1}{e^t - 1} + \frac{1}{2}\right) t^3 dt. \tag{2.10}$$

На рис. 1 представлена зависимость $T_{\vartheta \Phi \Phi}/T$ от T/θ . Для двух предельных случаев имеем

$$T_{
em \phi \Phi} = \frac{3}{8} \, \theta, \quad \text{если } T \ll \theta, \\ T_{
em \phi \Phi} = T, \qquad \text{если } T \gg \theta.$$
 (2,11)

Отсюда видно, что допплеровская ширина линии поглощения

в кристалле при низких температурах больше, чем в газе. Это обусловлено наличием нулевых колебаний в кристалле.

Рассмотрим захват пейтронов малой энергии, $\tilde{\epsilon}R \ll \theta^2$. В этом случае модуль функции $g(\mu)$ мал, и осциллирующими множителями в (2,5)

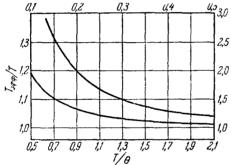


Рис. 1. График зависимости эффективной температуры $T_{9\phi \uparrow \downarrow}$, используемой для расчета допплеровской ширины линии, от температуры кристалла T.

Продольные и поперечные дебаевские температуры предполагаются равными. Масштаб справа и наверху относится к верхней кривой, а слева и внизу к нижией кривой

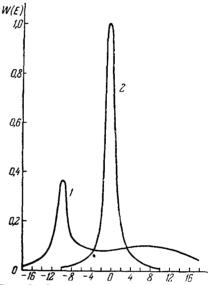


Рис. 2. Форма нейтронной резонансной линии поглощения 1 в кристалле с дебаевской температурой $0=210^{\circ}$ К, $\Gamma=0/4$.

Для сравнения дана кривал 2 поглощения атомами, находящимися в газе при той же температуре T. $x=\frac{2(E-E_0)}{\Gamma}$ измернется в единицах 1/2.

можно пренебречь. Следовательно, нужно учитывать только большие μ , $|\mu\theta|\gg 1$. Для $g\left(\mu\right)$ приближенно получаем

$$g(\mu) = g(\infty) = -\frac{6R}{6^3} \int_0^{\theta} \left(\overline{\alpha}_s + \frac{1}{2}\right) \varepsilon \, d\varepsilon. \tag{2.12}$$

Подстановка (2,12) в (2,4) приводит к следующему простому выражению для вероятности захвата:

$$W(E) = \frac{e^{g(\infty)}}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$
, (2.13)

$$g(\infty) = -6 \frac{RT}{\theta^2}, \text{ если } T \gg \theta,$$

 $g(\infty) = -\frac{3}{2} \frac{R}{T}, \text{ если } T \ll \theta.$ (2.14)

В случае очень «сильной» связи $\theta \longrightarrow \infty$, $g(\infty) \longrightarrow 0$:

$$W(E) = \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$
, (2.15)

т. е. мы получили нормальную линию поглощения, расположенную около $E=E_{\mathfrak{g}}.$

В общем случае требуется некоторое количество численных интегрирований для того, чтобы найти форму линии поглощения. Для иллюстрации возможности использования общих уравнений (2,4) и (2,5) на рис. 2 приведены формы резонансных линий поглощения в кристалле I и в газе 2 при $T \ll \theta$.

3. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ЛЭМБА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ γ-КВАНТОВ В КРИСТАЛЛАХ

Теорию Лэмба можно легко применить к расчету линии испускания, а также использовать для интерпретации процессов резонансного поглощения и рассеяния у-лучей. При поглощении или испускании у-кванта с энергией E свободное ядро массы M получает энергию отдачи R

$$R = \frac{E^2}{2Mc^2} \ . \tag{3.1}$$

Пользуясь формулами предыдущего параграфа, можно получить сечение резонансного поглощения у-лучей

$$\sigma_{\text{pes. norm}}(E) = \frac{\Gamma^2}{4} \sigma_0 W_{\text{norm}}(E), \qquad (3.2)$$

где $W_{
m norm}(E)$ определяет положение и форму линии поглощения

$$W_{\text{norm}}(E) = \frac{2}{\Gamma} \operatorname{Re} \int_{0}^{\infty} e^{i\mu (E - E_0 + i1/2) + g_{\text{norm}}(\mu)} d\mu, \qquad (3,3)$$

 $g_{\text{ногл}}(\mu)$ дается формулой (2,5). Вероятность испускания γ -кванта с энергией E $W_{\text{исп}}(E)$ можно получить из (3,3), заменив $g_{\text{погл}}(\mu)$ на $g_{\text{исп}}(\mu)$, и. учитывая, что $g_{\text{исп}}(\mu) = g_{\text{погл}}(-\mu)$:

$$W_{\text{neu}}(E) = \frac{2}{\Gamma} \operatorname{Re} \int_{0}^{\infty} e^{i\mu (E - E_0 + i\Gamma/2) + g_{\mu \text{cn }}(\mu)} d\mu, \qquad (3.4a)$$

$$g_{\text{nen}}(E) = \frac{3R}{\theta^3} \int_{0}^{\theta} \left[(1 + \bar{\alpha}_{s}) e^{i\mu\varepsilon} + \bar{\alpha}_{s} e^{-i\mu\varepsilon} - 2\bar{\alpha}_{s} - 1 \right] \varepsilon \, d\varepsilon. \tag{3.46}$$

Функции $W_{\rm nen}(E)$ и $W_{\rm norn}(E)$, а следовательно, линия испускания и линия поглощения расположены зеркально относительно прямой $E=E_0$. Можно вычислить $\sigma_{\rm pes\ norn}(E)$ для конкретных случаев, пользуясь

дебаевской моделью.

На рис. З представлен 60 график $\sigma_{\rm рез.\ ногл}(E)$ для γ -лучей 129 к $_{20}$ в Ir 191 . Кристалл предполагался изотропным. При вычислении $W_{\rm погл}(E)$ были использованы следующие параметры: $R=4,6\cdot 10^{-2}$ $_{26}$; $\Gamma=4,6\cdot 10^{-6}$ $_{26}$. $\theta=316^{\circ}$ К. Из рис. З видно, что форма кривой поглощения при комнатной температуре подобна гауссовской кривой для газообразного поглотителя. Такое широкое распределение обусловлено тем, что при поглощении γ -кванта происходит изменение колебательного состояния кристаллической решетки.

С понижением температуры при $E=E_0$ появляется линия естественной ширины $\Gamma=4,6\cdot 10^{-6}$ эв. Величина этой линии сильно зависит от температуры и достигает максимального значения при температуре, равной нулю. Часть кривой поглощения, лежащая в области $E < E_0$, при температуре, равной нулю, исчезает, так как в кристалле нет фононов, которые могут быть поглощены, но испускание фононов возможно.

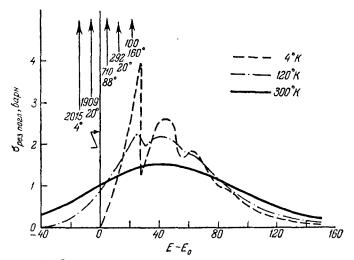


Рис. 3. Сечение поглощения монохроматических γ -лучей с энергией 129 кэв в кристалле обычного ${\rm Ir}^{191}$. Кривая, соответствующан $T=120^\circ$ К, подобна кривой для $T=4^\circ$ К, за исключением области | $E-E_0'<3\cdot 10^{-3}$ эв и уменьшенного пика в районе $6\sim 27,2\cdot 10^{-3}$ эв. Стрелка ученину поглощения при $T=300^\circ$ К. $E-E_0$ дано в слиницах эв. 10^{-3}

Пик при $E-E_0=\theta$ обусловлен тем, что в интервале $\Gamma < E-E_0 < \theta$ при поглощении γ -кванта испускается один фонон. Максимумы при больших значениях $E-E_0$ связаны с испусканием двух, трех и т. д. фононов.

При резонансном рассеянии у-лучей большой энергии, удовлетворяющей условию «слабой» связи *)

$$E \gg \theta \sqrt{\frac{2Mc^2}{\varepsilon}}, \qquad (3.5)$$

нужно учитывать только малые значения µ, и тогда получаем

$$g_{\text{HCII}}(\mu) = i\mu R - \mu^2 R \overline{\epsilon},$$

$$g_{\text{HCII}}(\mu) = -i\mu R - \mu^2 R \overline{\epsilon}.$$
(3.6)

При резонансном рассеянии γ -лучей малой энергии $\bar{\epsilon}R\ll\theta^2$, или, учитывая (2,11) и (3,1):

$$E \ll \sqrt{2Mc^2\theta};\tag{3.7}$$

для низких относительно θ температур, учитывая только $\mu \gg 1$, получаем по (2,12)

$$g_{\infty}(T) = g_{\text{norn}}(\infty; T) = g_{\text{norn}}(\infty; T) = -6 \frac{R}{\theta} \left\{ \frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta}\right)^2 \int_{0}^{\theta/T} \frac{t \, dt}{e^t - 1} \right\}.$$
 (3.8)

 $^{^{\}prime}$) Применение теории Лемба для случая «слабой» связи в опытах по резонансному рассеянию жестких у-квантов помогает правильно интерпретировать результаты эксперимента 17 .

Для того чтобы вычислить экспериментально определяемое среднее сечение резонансного поглощения $\sigma_{
m p}(T_{
m ucn}, T_{
m norm})$, нужно умпожить $\sigma_{\text{рев. погл}}(\hat{E})$ в (3,2) на нормированную на единицу функцию распределения испускаемых квантов и интегрировать по всем энергиям. $(T_{\text{исп}} + T_{\text{погл}} - \text{температуры источника и поглотителя.})$

Учитывая условие нормпровки

$$\frac{\Gamma}{2\pi} \int_{0}^{\infty} W_{\text{Hen}}(E) dE = 1$$

ц (3.2), получаем

$$\overline{\sigma}_{p}\left(T_{\text{HCH}}, T_{\text{HOFM}}\right) = \frac{\Gamma^{3}}{8\pi} \, \sigma_{0} \int_{0}^{\infty} W_{\text{HOFM}}\left(E\right) W_{\text{HCH}}\left(E\right) dE. \tag{3.9}$$

Если переход в основное состояние может происходить как путем испускания у-кванта, так и через внутреннюю конверсию, то пужно делать различие между сечением $(\sigma_0)_{
m pes}$ расс для резонансного рассеяния и $(\sigma_0)_{\text{рез. погл}}$ для резонансного поглощения.

Для резонансного рассеяния по ¹⁸ имеем

$$(\sigma_0)_{\text{pes. pace}} = \frac{2I_a + 1}{2I_q - 1} \frac{\lambda_0^2}{2\pi} \frac{\Gamma_{\gamma}^2}{\Gamma^2} H - \frac{2I_a + 1}{2I_q + 1} \frac{\lambda_0^2}{2\pi} \frac{1}{(1 + \alpha)^2} H, \tag{3.10}$$

где I_a и I_q — спины возбужденного и основного состояний, H — относигельная распространенность резонансного изотопа, λ_0 — длина волны резонансного излучения, Г-полная энергетическая ширина резонансного уровня, Гу – парциальная энергетическая ширина для пспускания ү-лучей, α – коэффициент конверсии.

При резонансном рассеянии только часть Γ_{ν}/Γ всех превращений происходит путем испускания у-кванта. При резонансном поглощении все превращения внесут вклад в сечение

$$(\sigma_0)_{\text{pes nora}} = \frac{\Gamma}{\Gamma_{\gamma}} (\sigma_0)_{\text{pes. pacc}} = \frac{2I_a + 1}{2I_g + 1} \frac{\lambda_0^2}{2\pi} H \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} . \tag{3.11}$$

Для вычисления среднего сечения резонансного поглощения по (3,9) нужно знать $W_{\text{погл}}(E)$ и $W_{\text{псп}}(E)$, что в общем случае трудно.

При резонансном рассеянии у-лучей небольшой энергии (3,7) можно

произвести вычисление формы линии и тем самым вычислить $\overline{\sigma}_{\rm p}$ ($T_{\rm norn}$). 1) В области $|E-E_{\rm o}|\gg\Gamma$ только значения $\mu\theta\ll 1$ дают вклад в интегралы (3,3), (3,4); применяя (3,6), получим

$$W_{\rm I}(E) = \frac{4}{\Gamma^2} \psi(\xi, x),$$
 (3.12)

что можно сравнить с (2,8).

2) В области $E = E_0$ получается хорошее приближение для W(E), разбить область интегрирования в (3,3) и (3,4) при $\mu \theta = 1$ и в обеих областях применить приближения (3,6) и (3,8) соответственно.

$$W_{\rm II}(E) = W_{\rm I}(E) + \frac{e^{g_{\infty}(T)}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$
 (3.43)

Таким образом, для вероятности испускания или поглощения ү-квантов малой энергии получим

$$W_{\text{HCH}}'(E) = \frac{4}{\Gamma^2} \psi(\xi_{\text{HCH}}, x_{\text{HCH}}) + \frac{e^{q_{\infty}(T_{\text{HCT}})}}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4},$$

$$W_{\text{HOFH}}(E) = \frac{4}{\Gamma^2} \psi(\xi_{\text{HOFH}}, x_{\text{HOFH}}) + \frac{e^{q_{\infty}(T_{\text{HOTH}})}}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$
(3.14)

Из (3.14) следует, что с учетом кристаллической связи линии испускания и поглощения имеют при температуре T почти ту же самую форму и то же положение, как и в идеальном газе при температуре $T_{\vartheta \Phi \Phi} = \epsilon$, определяемой по (2,10). На месте резонанса при $E = E_0$ при низких температурах появляется линия*) с естественной шириной Γ , как это было показано на рис. З для ${\rm Ir}^{191}$. Среднее сечение резонансного поглощения у-лучей небольшой энергии получим, подставляя (3,14) в (3,9):

$$\overline{\sigma}_{p} = \frac{(\sigma_{0})_{\text{рез. погл}}}{2} \Gamma \sqrt{\frac{\pi}{\Delta_{\text{погл}}^{2} + \Delta_{\text{псп}}^{2}}} e^{-\frac{\gamma R^{2}}{\Delta_{\text{погл}}^{2} + \Delta_{\text{псп}}^{2}}} + \frac{(\sigma_{0})_{\text{рез. погл}}}{2} e^{g_{\infty} (T_{\text{псп}}) + g_{\infty} (T_{\text{погл}})}.$$

$$\Gamma = \frac{h (1 + \alpha)}{\tau_{\gamma}},$$
(3).1.)

$$\Gamma = \frac{\hbar (1+\alpha)}{\tau_{\nu}} ,$$

можем для достаточно больших температур пренебречь вторым членом в (3,16), и тогда

 $\bar{\sigma}_{p} \sim \frac{1}{\tau_{v}}$.

При низких температурах преобладает второй член, не зависящим от времени жизни уровня.

Таким образом ясно, что теоретически вычислить форму испускания и поглощения по общим формулам (3,4) можно только в предельном случае (дебаевское распределение частот в колебательном спектре кристалла), которого на самом деле не бывает.

Липкин 54 получил относительно простое выражение для вероятности испускания кванта без отдачи. Он вывел вероятность $P(n_s)$, $\{n_s\}$ того, что при испускании у-кванта ядром, находящимся в кристаллической решетке, колебательное состояние твердого тела не изменяется.

При этом единственное предположение о кристалле, сделанное для упрощения вычисления, состоит в том, что силы, действующие между атомами, предполагаются гармоническими:

$$P(\{n_s\}, \{n_s\}) \approx \exp \sum \left(-(2n_s+1)\left[\frac{(hK)^2}{2M\hbar\omega_s}\right]\alpha_{L_s}\right).$$
 (3.16)

Если решетка находится при температуре абсолютного нуля T=0° K. то все $n_{
m s} = 0$ и в экспоненте (3,16) стоит отношение энергии отдачи свободному ядру к средней энергии колебаний решетки $E_{
m cp} = h$ ю:

$$h\overline{\omega} = \frac{1}{\sum_{s} \frac{\alpha_{L_s}}{h\omega_s}},$$

где a_{L_s} — некоторые коэффициєнты. Из (3,16) видно, что вероятность испускания у-квантов без отдачи экспоненциально уменьшается с увеличением энергии отдачи или с повышением температуры, так как при T>0° К $n_s \neq 0$ и $P({}^{r}n_{s}), \{n_{s}\}$) очень быстро уменьшается.

В дебаевском приближении $a_{L_s} = \text{const}$,

$$\begin{split} h\overline{\omega} &= \frac{2}{3}\,\theta\,, \\ P\left(\{n_s\},\;\{n_s\}\right)_{T=\,0\,^{\circ}\,\mathrm{K}} \approx \exp\,\left\{\,-\,\frac{3}{2}\,\frac{(\hbar K)^2}{2M^{\,0}}\,\right\}\,. \end{split}$$

Существование этой линии не было замечено в работе 11.

Так как распределение частот в колебательном спектре кристалла не является дебаевским, то для характеристики явления резонансного рассеяния без отдачи можно ввести 63 пекоторую особую температуру Φ°

$$\Phi = \left(\frac{K}{3Nh} \int_{0}^{v_{\text{Make}}} \frac{g(v)}{v} dv\right)^{-1}.$$

 $g(v)\,dv$ — число состояний фононов с частотой v. Температура Φ просто связана с относительным числом γ -квантов, испущенных кристаллом без отдачи:

$$\Phi = \frac{R}{\ln 1/f} \ .$$

§ 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСТОЧНИКА И МЕХАНИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА ОТНОСИТЕЛЬНО ПОГЛОТИТЕЛЯ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТА РЕЗОПАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ У-ЛУЧЕЙ БЕЗ ОТДАЧИ

Непосредственно определить эффективное сечение резопансного поглощения путем измерения абсолютных коэффициентов ослабления часто невозможно, так как оно мало по сравнению с эффектом поглощения на электронной оболочке. Одним из методов измерения времени жизни

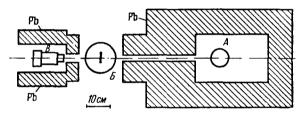


Рис. 4. Схема опыта для измерения величины резонаисного поглощения у-лучей без отдачи при различных температурах источника:

A — дюар, в котором находится источник, B — дюар с поглотителем, B — счетчик.

возбужденных состояний при помощи резонансного поглощения является пзмерение зависимости среднего сечения поглощения от температуры источника. Сечение резонансного поглощения определяется дифференциальным методом, при котором измеряется поглошение резонансной линии в резонансном поглотителе при разных температурах и таких условиях, что получившееся изменение интенсивности оказывается пепосредственно связанным с эффективным сечением резонансного поглощения. а побочные эффекты исключаются. Эффективное сечение зависит от температуры источника и поглотителя. Так как число атомов на 1 см2 поверхности поглотителя зависит от температуры, все измерения обычно производятся при постоянной температуре поглотителя, а меняется только температура источника. Самопоглощение в источнике тоже зависит от температуры 10, но оно может быть исключено, если использовать контрольный поглотитель, подобранный так, чтобы он поглощал примерно столько же, сколько и резонансный поглотитель. Изучая поглощение при резонансном и при контрольном поглотителях, можно исключить влияние самопоглощения.

На рис. 4 и 5 показана схема опыта и конструкция криостата с поглотителями.

Контрольный поглотитель $B_{\mathbf{1}}$ и резонансный поглотитель $B_{\mathbf{2}}$ (см. рис. 5) с номощью системы блоков могли попеременно подставляться под

пучок S. При охлаждении размеры поглотителей могли свободно изменяться*). При всех этих измерениях требовалась

очень большая стабильность измерительной аппаратуры, так как эффект очень мал и сум марная погрешность в определении интенсивности за поглотителями должна быть порядка 0,05%.

Наиболее удобно обычно бывает измерять относительные интенсивности у-лучей резонансной энергии при определенной температуре T

$$\frac{I_{\text{peg}}(T) - I_{\text{KOHTP}}(T)}{I_{\text{KOHFD}}(T)}.$$

Зная разность относительных интенсивностей M при температурах источника T_1 и T_2 и зная, какая часть K зарегистрированных у-квантов относится к резонансной линии, можем легко вычислить время жизни исследуемого уровня

$$M \approx Kn \left[\overline{\sigma}_{D} \left(T_{2} \right) - \overline{\sigma}_{D} \left(T_{1} \right) \right], \tag{4.1}$$

$$M \approx Kn \left[\overline{\sigma}_{p} (T_{2}) - \overline{\sigma}_{p} (T_{1}) \right],$$
 (4.1)
 $K = \frac{I_{0} (T_{1}) e^{-n\sigma_{0} (T_{1})}}{I(T_{1})},$ (4.2)

где n — число атомов резонансного поглотителя на 1 cm^2 , $\sigma_0(T_1)$ — эффективное сечение поглощения резонансного излучения в резонансном поглотителе при температуре T_1 ,

 $I_{0}\left(T_{1}\right)$ — интенсивность резонансной компоненты при температуре источника $T_{1},\ I\left(T_{1}\right)$ — полная интенсивность, регистрируемая в выделенном канале при резонансном поглотителе, $\sigma_{p}(T)$ дается уравнением (3,15) п может быть записано так:

$$\overline{\sigma}_{p} = \frac{2Ia + 1}{2I_{g} + 1} \frac{h^{2}c^{3}}{4E_{0}^{3}} H \frac{\hbar}{\tau_{v}} \sqrt{\frac{m}{2k\pi (\overline{\epsilon}_{HCT} + \overline{\epsilon}_{\PiO\Gamma,II})}} e^{-\frac{R}{(\overline{\epsilon}_{HCT} + \overline{\epsilon}_{\PiO\Gamma,II})}}.$$
(4.3)

Все величины в (4,1), (4,2), (4,3) или известны, или могут быть легко измерены. Отсюда определяем τ_{ν} и, зная коэффициент ко**н**версии α, находим время жизни данного уровня

$$\tau = (1 + \alpha) \tau_{y}$$
.

При изучении явления резонансного рассеяния нужно знать, какая часть f резонансного излучения испускается без отдачи и какая часть f' поглощается без отдачи. Сравнивая величины, найденные из о**пы**та и полученные расчетным путем, можно определять дебаевские температуры кристалла.

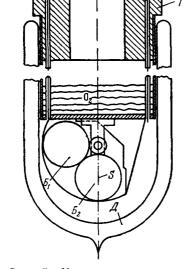


Рис. 5. Конструкция дюара. в котором находятся контрольный $\vec{E_1}$ и резонансный $\vec{E_2}$ ноглотители:

 \mathcal{X} — дюар, \mathbf{S} — ось пучка γ -лучей, K — устройство для перемещения поглотителей.

Если бы размеры поглотителя не могли свободно изменяться, то в результате патяжений, образующихся при охлаждении, толщина поглотителя в разных местах оказалась бы различной и результаты эксперимента оказались бы невернымв.

основанные на дебаевской модели колебательной Вычисления, решетки, дают при $T \ll \theta$

$$f = e^{-\frac{3}{2} \frac{R}{R\theta} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi T}{\theta} \right)^2 \right]}.$$
 (4.4)

Обозначим через r(T) отношение скорости счета с контрольным поглотителем к скорости счета с резонансным поглотителем, полученное при температуре T.

Величина $G = \frac{r(T)}{r(300)}$ зависит только от резонансного сечения. Вычисления дают

$$G = 1 - f \left[1 - I_0 \left(\frac{1}{2} \right) e^{-\frac{\lambda}{2}} \right].$$
 (4.5)

где $I_{\mathfrak{g}}(z) = J_{\mathfrak{g}}(iz)$ — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента, $x = nf'\sigma_0H$, n - mчисло атомов на $1 \, cm^2$ в поглотителе.

Построив график зависимости G-1 от x для нескольких выбранных значений f и нанеся на него экспериментальные данные, мы можем определить f. Ha puc. 6 дан график зависимости G-1 от

x для перехода 129 кэв в ${
m Ir}^{191}$, причем 9 поглотитель охлаждался до 4° К. Из графика найдено, что $f=0.07\pm0.015,\ f'=0.047\pm0.015.$ Особый интерес представляет зависимость сечения резонансного

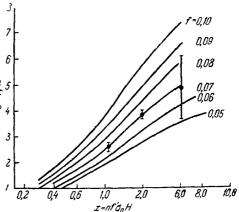
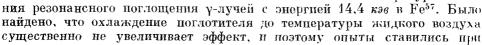


Рис. 6. Зависимость величины резонансного поглощения без отдачи у-лучей с энергией 129 кая в Ir¹⁹¹ от толщины поглотителя н часть ү-квантов, испускаемых без отдачи Экспериментальные результаты даны вместе с погрешностями

поглощения от температуры. Для экспериментатора желательно иметь возможно большее сечение поглощения, но работа с низкими температурами приводит к усложнению экспериментальной установки и может быть причиной нестабильности. В работе ¹⁹ изучалась зависимость G-1от температуры $[r^{191}]$ Толщина всетитоклоп $1,69 \cdot 10^{21} \ amom/cm^2$. Из рис. 7 видно, что при

температуре свыше 100°К поглотитель можно рассматривать как «тонкий» для резонансной радиации 129 кэв. Ниже 30° K поглотитель является «толстым» *). В работах 20,21 изучалась зависимость от температуры сече-



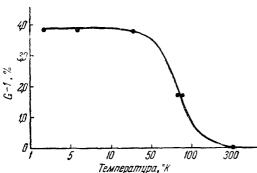


Рис. 7. Зависимость величины резонансного поглощения без отдачи у-лучей с энергией 129 кав в Ir^{191} от температуры (температуры источника и поглотителя равны).

Толщина поглотителя 1.69.1021 атом/см2

т) Эти результаты хорощо совпадают с теоретпческими вычислениями 60 (см.

комнатной температуре в целях большей стабильности. При нагревании источника от 25 до 200° С уменьшение резонансного поглощения было незначительным и достигало нуля только при температуре около 550° С.

Нужно учесть, что энергия испускаемых без отдачи γ-квантов на самом деле всегда меньше разности энергий первого возбужденного и основного уровней. Паунд п Ребка ⁶⁴ обнаружили и исследовали изменение энергии квантов, испускаемых без отдачи в зависимости от температуры. Если кристалл рассматривать как систему взаимодействующих атомов, то гамильтоннан такой системы запишется следующим образом ⁶⁵.

$$H = \sum_{i} \frac{p_{i}^{2}}{2m_{i}} + V(r_{1}, r_{2}, \ldots).$$

Так как масса ядер испускающих у-кванты уменьшается, то это увеличивает частоту колебаний решетки. Если i-й атом испускает у-квант с энергией E, то изменение массы будет $\delta m_i = E/c^2$. Энергия кристалла увеличится при этом на δE за счет энергии испускаемого у-кванта:

$$\delta E = \delta \left\langle \frac{p_i^2}{2m_i} \right\rangle = \delta m_i \left\langle \frac{p_i^2}{2m_i^2} \right\rangle = \frac{ET_i}{m_i c^2} ,$$

где T_i – кинетическая энергия i-го атома. Таким образом, относительное уменьшение энергии γ -кванта равно

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{T_i}{m_i c^2} \simeq \frac{\epsilon_P}{2c^2} ,$$

где $c_p(T)$ -удельная теплоемкость. Для железа при 300° K относительное изменение энергии у-квантов, т. е. $\delta E/E$, равно $2.2 \cdot 10^{-15}$ на градус K.

Следовательно, для относительно длинноживущих уровней (порядка уровня 14,4 кэв в Fe⁵⁷) при интерпретации результатов необходимо учитывать «температурный» сдвиг. Для у-переходов типа 129 кэв в Ir¹⁹¹ этот эффект менее значителен. Отсюда непосредственно следует, что пельзя в общем случае судить о величине эффекта Мёссбауэра, сравнивая поглощение при пулевой и относительно большой скоростях.

В работе ⁶⁴ было обнаружено, что помимо изменения энергии ү-квантов с температурой, ширина линии тоже уменьшается при охлаждении кристаллов.

Другой метод измерения ширины уровня заключается в смещении линии испускания относительно линии поглощения в результате эффекта Допплера. В работах $^{19,22-21,61}$ наличие узких линий с естественной собственной шириной было доказано при помощи движения источника относительно поглотителя. Если источник движется к поглотителю со скоростью v, то энергия γ -квантов будет равна $E+(vE_0/c)$ и линия испускания окажется смещенной относительно линии поглощения. Экспериментально наблюдаемое среднее значение резонансного поглощения $\sigma_{\rm p}$ (3,9) должно быть записано при этом следующим образом:

$$\bar{\sigma}_{p}\left(\frac{c}{\epsilon}E_{0}\right) - \frac{\Gamma^{3}\sigma_{0}}{8\pi}\int W_{\text{norm}}(E)W_{\text{nen}}\left(E + \frac{v}{\epsilon}E_{0}\right)dE = \frac{\Gamma^{2}\sigma_{0}W'\left(\frac{v}{\epsilon}E_{0}\right)}{2}, (4.6a)$$

где

$$W'\left(\frac{v}{\epsilon}E_{0}\right) = \frac{2}{\Gamma} \operatorname{Re} \int_{0}^{\infty} e^{i\mu \left(vE_{0}/\epsilon - i\mathbf{1}\right) - g_{\text{HOI},1}(\mu) + g_{\text{HCR}}(\mu)} d\mu. \tag{4.66}$$

Если структуры поглотителя и испускателя тождественны, то при охлаждении источника и поглотителя до температуры жидкого гелия $W'\left(\left. rac{v}{\epsilon} \, E_0 \,
ight)$ можно представить в виде

$$W'\left(\frac{v}{c}E_{0}\right) = W'_{0}\left(\frac{v}{c}E_{0}\right) + W'_{1}\left(\frac{v}{c}E_{0}\right) + \dots, \tag{4.7}$$

где

$$W_{_{0}}^{\prime}\left(\left.\frac{v}{c}E_{_{0}}\right)\!=\!\frac{e^{2q\left(\infty,\ 0\right)}}{\left(\left.\frac{v}{c}E_{_{0}}\right)^{2}\!+\!\Gamma^{2}}\;,$$

$$W'_{n}\left(\frac{v}{c}E_{0}\right) = \frac{e^{2g(\infty,0)}}{n!} \frac{\pi}{\Gamma} \left(\frac{2R}{3N}\right)^{n} \int_{0}^{\omega_{\text{MARC}}} \frac{N(\omega_{1})}{\omega_{1}} d\omega_{1} \dots$$

$$\dots \int_{0}^{\omega_{\text{MARC}}} \frac{N(\omega_{n})}{\omega_{n}} d\omega_{n} \delta\left(\frac{v}{c} E_{0} - \omega_{1} - \dots - \omega_{n}\right)$$

На рис. 8 представлен теоретический график зависимости $\overline{\sigma}_p\left(\frac{v}{c}E_0\right)$ от $\frac{v}{c}E_0$ для ү-лучей 129 кэв Ir ¹⁹¹. При вычислении были сделаны те же предположения, что и для рис. 3.

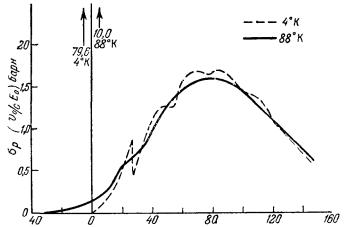


Рис. 8. Сечение поглощения γ -лучей с эпергией 129 ков в кристалле Ir¹⁹¹ в зависимости от скорости движения источника относительно поглотителя. По оси абцисс $\sigma e \cdot 10^{-3}$.

Измеряемую в эксперименте интепсивность γ -квантов резонансной энергии I(v) можем записать так:

$$I(v) = \operatorname{const} \cdot \int_{0}^{\infty} W_{\text{HCH}} \left(E + \frac{v}{c} E_{0} \right) e^{-\sigma(E)n} dE. \tag{4.8}$$

В случае слабого поглощения $(n\sigma_0e^{g_{\infty}(T\text{погл})}\ll 1)$ (4,8) можно записать в следующем виде:

$$I(v) = C_1 - \frac{C_2}{1 - \left[\left(\frac{v}{c}\right)\frac{E_0}{\Gamma}\right]^2}.$$
 (4.9)

 ${\bf B}$ случае сильного поглощения распределение интенсивности I(v) зависит от формы колебательного спектра поглотителя. При слабом

поглощении полуширина распределения интенсивности не зависит от формы колебательных спектров поглотителя и источника, и по (4,9) можно просто найти полуширину резонансной линии. Но постоянная C_2 в (4,9), которая определяет величину резонансного эффекта, существенно зависит

Вид сверху × х поточник поелотитель
Вид голу вращающийся круг

Рис. 9. Схема опыта для определения тирины резонансного уровня при помощи смещения линии испускания относительно линии поглощения в результате эффекта Допплера.

Даны горизоптальное и вертикальное сечения от формы колебательных спектров и достигает максимального значения при температуре $0^{\rm o}$ K.

На рис. 9 изображена типичная установка для определения ширины резонансного уровня. На краю вращающегося диска находятся три источника, в результате чего полезное время составляет ~ 30%. Погрешность в величине относительной скорости составляет менее 10%.

Измеряя скорость счета γ-квантов резонансной энергии за поглотителем в зависимости от относительной скорости источника, мы можем непосредственно определить естественную ширину линии по (4,8) (конечно, если на ядра не действуют такие электрические или магнитные поля, которые могут расщепить или расширить линии).

На рис. 10 представлена зависимость резонансного поглощения в % от относительной скорости *). Для удобства дано смещение по энергии,

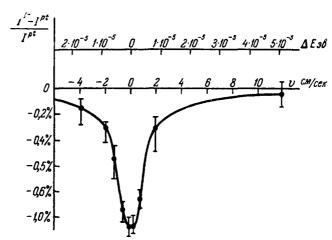


Рис. 10. Зависимость величины резонансного поглощения без отдачи γ-лучей с энергией 129 кэв Ir¹⁰¹ от скорости движения источника относительно поглотителя.

По оси ординат отложена относительная интенсивность в %.

соответствующее скорости v. Таким способом была найдена ширина

^{*)} Измеряемая ширина в два раза больше действительной из-за перекрытия спектров испускания и поглощения. В этих опытах случай слабого поглощения еще не был осуществлен. Кривая на рис. 10, сравненная с данными эксперимента, была получена с помощью (4,6). При этом колебательный спектр поглотителя приближенно представлялся дебаевским спектром с θ =285° К. Это приближение вносит дополнительную погрешность в определение Γ .

уровня 129 кэв Ir¹⁹¹. Усреднив результаты ^{19,22,21}, имеем $\Gamma = (3.94 \pm 0.58) \cdot 10^{-6} \text{эв},$ $\tau = \hbar/\Gamma = 1.65 \cdot 10^{-10} \text{ сек}.$

113 работ 19,22,24 видно, что методом резонансного рассеяния можно измерять времена жизни уровней в диапазоне 10^{-10} — 10^{-11} сек и более короткие. т. е. в области, недоступной для метода задержанных совпадений.

Открытие явления резонансного рассеяния γ -лучей без отдачи позволяет исследовать такие явления в области ядерной физики, об изучении которых несколько лет назад не могло быть и речи. Разрешающая способность лучших спектрометров $\Delta E/E$ достигает величины порядка 1000. Поэтому наблюдение эффекта Зеемана для γ -лучей ранее было совершенно невозможно. Об этом совсем недавно писал Фрауэнфельдер 26 : «В ядерной спектроскопии эффект Зеемана наблюдать невозможно, так как расщепление энергетических уровней ядра даже в очень спльных магнитных полях имеет порядок всегда лишь 10^{-8} эв».

С открытием явления резонансного рассеяния без отдачи стало вполне возможно наблюдать эффект Зеемана для у-лучей. Известно, что взаимодействие ядерного магнитного момента с магнитным полем расщенияет уровень со спином на 2I+1 подуровней, отстоящих друг от друга на расстоянии $\Delta E = \frac{\mu H}{I}$. При $\Delta E > \Gamma$ вместо одной линии имеется несколько линий, соответствующих переходам между уровнями, с которых теперь снято вырождение.

Магнитные поля могут быть как созданные искусственно (это не всегда можно осуществить, так как для заметного расщепления иногда требуются поля в сотни килогаусс), так и внутренние, обусловленные взаимодействием с электронной оболочкой и свойствами кристаллов.

Известно, что внутренние эффективные магнитные поля в различных соединениях могут очень сильно различаться. В работе ²⁷ изучалось эффективное магнитное поле, вызванное «сверхтонким» взаимодействием ядра с непарным электроном. В результате измерений удельной теплоем-

кости сплавов CoFe и CoNi в диапазоне 0,35° -- 1,0° К получены значения для эффективного магнитного поля, приведенные в таблице I.

В качестве другого метода получения значительных магнитных полей в месте нахождения ядра может служить метод ориентации ядер, предложенный Гортером ²⁸ и Роузом ²⁹. В этом методе используется тот факт, что незаполненная электронная обо-

Таблица І

			(Innibia yeem)
60,0 Co 91,5 Co 58,7 Co 17,2 Co 4,8 Co	100 Co 100 Fe	40,0 Ni 8,5 Fe 41,3 Fe 82,8 Fe 85,2 Fe	161±3 219±4 223±4 256±3 293±10 314±9
		<u> </u>	

лочка создает в месте нахождения ядра нарамагнитного иона магнитное ноле, которое по данным о сверхтонкой структуре должно быть порядка $10^5 \div 10^6$ \mathfrak{s} .

В тех случаях, когда величина магнитного поля недостаточна для полного расщепления липий, поле будет расширять их. Это приведет к тому, что ширина уровня, измеренная по методу, описанному в § 4, будет

отличаться от естественной ширины для свободного атома, и, следовательно, будут получены заниженные значения времени жизни уровней.

Одним из самых подходящих изотопов для наблюдения эффекта Зеемана является Fe^{57} . Малая энергия отдачи (0,002~26), обусловленная испусканием у-кванта $14,4\,\kappa_{26}$, и высокая дебаевская температура железа по-

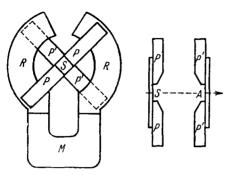


Рис. 11. Схема опыта для изучения поляризации γ -лучей 14,4 κ 98 в Fe⁵⁷.

зволяют получить значительный эффект при комнатных температурах. Большое сечение при резонансе позволяет выполнить эксперимент даже с обычным железом, в котором всего 2,17% Fe⁵⁷.

Магнитное поле в железе по различным оценка \mathbf{M}^{30} , 31 , 33 порядка одной или нескольких сотен килогаусс. Следовательно, если в возбужденном состоянии $\mathrm{Fe^{57}}$ имеет достаточно большой магнитный момент μ^* , то расщепление линий будет большим и можно наблюдать эффект Зеемана, так как естественная ширина линии 14,4 кэс очень мала: $\Gamma = \hbar/\tau - 4,6 \cdot 10^{-9}$ эе.

Действительно, в первых же работах $^{20, 21, 32}$ была найдена сверхтонкая структура линии $14.4~\kappa se$.

При помощи эффекта Мёссбауэра можно изучать поляризацию ү-лучей при резонансном поглощении ^{34, 66}.

Ферромагнитные свойства железа сделали возможным простое измерение поляризации резонансных γ -лучей 14,4 кэв Fe^{57} и прямое

наблюдение сильной корреляции в направлении между намагниченностью в ферромагнитном домене и внутренним магнитным полем, действующим на ядро. Для этого изучалось резонансное поглощение ү-лучей 14,4 Кэв Fe⁵⁷ без отдачи в зависимости от направлений намагниченности в источнике и поглотителе.

Схема опыта показана на рис. 11. С одной стороны магнита M прикреплено ярмо R. Полюсные наконечники P соединяют круговой зазор, созданный ярмом, а источник S прикреплен в зазоре между полюсными наконечниками.

Аналогичная конструкция используется для создания магнитного поля в поглотителе A, смонтиро-

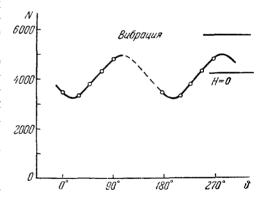


Рис. 12. Зависимость поглощения от направления намагниченности в источнике и поглотителе.

По оси абсписс отложен угол между направлениями намагниченности в источнике и поглотителе, по оси ординат — скорость счета за поглотителем в относительных единицах.

ваниом с другой стороны того же магнита M. Конструкция дает возмолность вращать полюсные наконечники друг относительно друга так, что величины полей в источнике и поглотигеле не изменяются, а изменяется только взаимная ориентация полей. В этом опыте магнитные поля были перпендикулярными к направлению распространения γ -лучей.

Магнитное поле между полюсными наконечниками составляло приблизительно 800 г, что обеспечивало хорошее насыщение в железс. Фотоэлектронный умножитель в качестве детектора помещался в магштиую защиту; вращались только полюсные наконечники P, расположенные вдали от детектора. При этих условиях влияние изменения поля на детектор было пренебрежимо малым.

Поляризация резонансных у-лучей исследовалась при номощи измерения поглощения у-лучей фольгой-поглотителем в зависимости от ориентации поля в источнике и поглотителе. Результаты опыта представлены па рис. 12. Из рис. 12 видно, что поглощение сильно зависит от угла между направлением намагниченности источника и поглотителя. Для сравнения на рис. 12 указано поглощение, полученное с колеблющимся источником, и поглощение, полученное при среднем поле в источнике

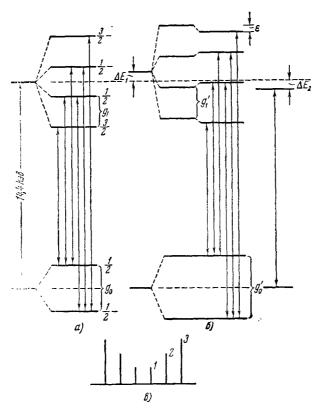


Рис. 43. а) Диаграмма расщенления основного и первого возбужденного уровней ядра $\mathrm{Fe^{57}}$, находящегося в обычном железе. δ) Та же диаграмма, но дли ядра $\mathrm{Fe^{57}}$, паходящегося в $\mathrm{Fe_2O_3}$ (слева) и пержавеющей стали (справа). δ) Соотношение интенсивностей компонент линии 14,4 к. $\mathrm{Fe^{57}}$ для случая произвольной ориентации испускающих ядер.

и поглотителе, приблизительно равном пулю. Поглощение, полученное с поперечными полями, немногим больше, чем полученное с вибрирующим источником. С другой стороны, поглощение в случае нараллельного направления полей значительно больше, чем при «отсутствии» поля.

Небольшая асимметрия около 0° (90°) обусловлена погрешностью опыта, что было специально проверено в отсутствие выделенного направления намагниченности.

² УФН, т. LXXII, вып. 3

Результаты этого опыта можно просто объяснить следующим образом. Выстраивание ферромагнитных доменов в источнике производит соответствующее выстраивание внутренних полей, действующих на ядра железа. у-излучение, испускаемое при переходе с одного магнитного подуровня на другой, поляризовано относительно этого выстраивающего поля. Следовательно, намагниченный источник служит в качестве поляризатора

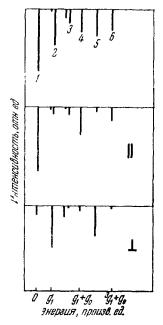


Рис. 14. Спектр резонансного поглощения у-лучей 14,4 къв Fe⁵⁷ в железе, построенный на основании рис. 13, а и в.

рис. 13, а и в.
Верхний рисунок дан для случая произвольной ориентации испускающих и поглощающих ядер. Средний рисунок соответствует параллельному направлению магнитных полей в источнике и поглотителе Нижний рисунок соответствует перпендикулярному направлению полей в источнике и поглотителе. По оси абсцисс отложена энергия в произвольных единицах, по оси ординат — интепсивносгь тиний в относительных единицах.

ү-излучения. Аналогично, намагниченный поглотитель служит в качестве анализатора поляризации.

Большой интерес представляет изучение сверхтонкой структуры основного и первого возбужденного состояний Fe^{57} в случае поляризованных у-лучей. Для этого Ханна и другие ⁵⁷ использовали ту же экспериментальную установку, что и в работе ³⁴, но магнит с источником мог двигаться относительно поглотителя. В качестве источника они использовали железную фольгу, на которую был нанесен Co^{57} . Поглотителем являлась железная фольга $(76\% Fe^{57})$.

На рис. 13, а дана днаграмма расщепления исследуемых уровней в металлическом железе. Линия оказывается расщепленной на 6 компонент, соотпошение интенсивностей для которых дано на рис. 13, в при отсутствии выделенного направления намагниченности. Расстояние между подуровнями основного состояния $g_0 = \frac{\mu H}{1/2}$, где μ — магнитный момент основного состояния.

Расстояние между подуровнями первого возбужденного состояния равно $g_1 = \frac{\mu^* H}{^3/_2}$, где $\mu^* -$ магнитный момент возбужденного состояния, H - эффективное поле, действующее на ядро. При неподвижных источнике и поглотителе резонансное поглощение будет максимальным. Если источник движется относительно поглотителя, то вследствие смещения линии испускания отпосительно линии поглощения условия резонанса нарушаются и поглощение уменьшается, достигая некоторого минимума. При дальнейшем увеличении скорости мы получим максимум поглощения, но меньшей величи-

ны, чем первый. На рис. 14 вверху представлен теоретический спектр поглощения для ${\rm Fe^{57}}$, предсказанный с помощью диаграммы рпс. 15, a.

Так как линия 14,4 кэс состоит из шести компонент, то спектр должен состоять из 8 линий, но на самом деле имеются два дублета, которые на рис. 14 обозначены 2 и 3.

Если источник и поглотитель намагничены, то картина изменится. При параллельном направлении намагниченности в источнике и поглотителе резонансное поглощение будет получаться только при перекрытии линий с одинаковым направлением поляризации. Теоретический спектр резонансного поглощения для этого случая представлен на рис. 14 в середине. В том случае, когда внутренние магнитные поля в источнике

и поглотителе перпендикулярны, резонансное поглощение будет происходить только при перекрытии компонент с взаимно перпендикулярными направлениями поляризации, спектр поглощения дан на рис. 14 внизу.

Интенсивности линий, приведенных на рис. 14, соответствуют тонкому поглотителю; при этом считается, что на самом деле из-за пеполного выстраивания полей в источнике и поглотителе линии, появляющиеся только при одной ориентации поля, будут присутствовать и при другой ориентации с интенсивностью порядка 10%. Полученные на опыте спектры резонансного поглощения, представленные на рис. 15, находятся в хорошем согласии с приведенными на рис. 14.

Для того чтобы определить магнитпое поле, вызывающее сверхтонкое расщепление и магнитный момент первого возбужденного состояния Fe⁵⁷, нужно знать величину расщепления основного и первого возбужденного состояний. $g_1 = 1.07 \cdot 10^{-7}$ эв было определено тщательным измерением расстояния между первым и вторым максимумами поглощения. Для определения g_0 было использовано то обстоятельство, что расстояние между компонентами дублета в третьей линии равно $2g_1-g_0$, при этом одна компонента будет исчезать при параллельном направлении магнитных полей в источнике и поглотителе, а другая — при перпендикулярном. Из меряя сдвиг линии, находим дублетное расщепление, а следовательно и g_0 , так как g_1 уже измерено: $g_0 = 1.9 \cdot 10^{-7}$ эв.

Так как магнитный момент основного состояния Fe^{57} известен 56 ($\mu = +(0.090\pm0.0007)$ яд. магнетонов), то, пользуясь полученными из опыта данными, находим $\mu^* = -(0.153\pm0.04)$

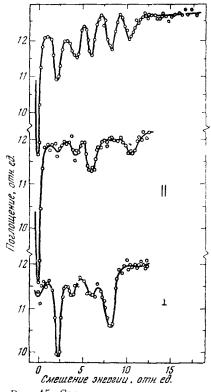


Рис. 15. Спектр резонансного поглощения у-лучей 14,4 ков Fe³⁷ в железе. Верхний рисунок дан для произвольной ориентации ядер. Средний и нижний рисунки даны для паравлельного и пернендикулярного направлений намагииченности.

Таблица II

нинэшоллоп пиниl.	Скорость источника относительно погло- тителя, мм/сел
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{ c c c }\hline -7,89 \\ -4,17 \\ -0,76 \\ +1,92 \\ +5,36 \\ +8,59 \\\hline\end{array}$

 $\mathfrak{A}\partial$. магнетонов, а эффективное магнитное поле, действующее на ядра Fe^{57} , равно $(3.33\pm0.10)\cdot10^{5}\,\mathfrak{I}$.

Для того чтобы более подробно изучить сверхтонкое расщепление, нужно вводить атомы $\mathrm{Fe^{57}}$ в различные соединения. Так, например, в работе 68 поглотителем являлся антиферромагнетик $\mathrm{Fe_2O_3}$, а при изготовлении источника $\mathrm{Co^{57}}$ наносился на фольгу из нержавеющей стали (25% Cr, 20% Ni), в которой линия испускания не рас-

щепляется ⁶⁹. В полученном графике поглощения нерасщепленной линии при стальном источнике симметрия относительно нулевой скорости отсутствовала. Положение линий поглощения дано в таблице II.

Положение этих линий соответствует расщеплению уровней, приведенному на рис. 13, δ , при этом оказывается необходимым ввести*) энергетический сдвиг линии испускания (источник— нержавеющая сталь) относительно линии поглощения (поглотитель $\operatorname{Fe}_2\operatorname{O}_3$) $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2$.

Дополнительный энергетический сдвиг є обусловлен квадрупольным взаимодействием

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{eQ}{4I(2I-1)} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{I}}{\partial z^2} \right) [3m^2 - I(I+1)],$$

где Q — квадрупольный момент ядра, $\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)$ — градиент электрического поля, m — магнитное квантовое число.

Для данной пары источник -- поглотитель было получено

$$\Delta E = 2.26 \cdot 10^{-8} \ \text{dB}, \ \epsilon = \left. \frac{1}{4} \left| eQ \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \right| = 5.75 \cdot 10^{-9} \ \text{dB}.$$

Магнитное поле, действующее на ядра ${\rm Fe^{57}}$ в ${\rm Fe_2O_3}$, равно $5.15\cdot 10^5$ э. Сдвиг ΔE , обусловленный химической связью, может происходить вследствие:

- 1. Рассмотренного в § 4 «температурного» эффекта. Энергия у-лучей будет всегда меньше энергетического расстояния между уровнями, и так как эффект зависит от полной удельной теплоемкости, то уменьшение энергип у-кванта будет большим для ядер, находящихся в решетке с более низкой характеристической температурой.
- 2. Эпергетического различия между ядерными состояниями, которое будет уменьшаться при переходе от системы свободных атомов к системе атомов, связанных в кристаллическую решетку. Это уменьшение эпергии определяется энергией нулевых колебаний, оно будет больше для веществ, имеющих более высокую характеристическую температуру.
- 3. Изменения химического окружения, при котором может произойти ядерный изотопный сдвиг**), который обусловлен изменением волновой электронной функции в области, занимаемой ядром. Направление этого сдвига противоположно направлению сдвига, обусловленного энергией нулевых колебаний для Fe_2O_3 .

С помощью эффекта Мёссбауэра можно измерять локальные магнитные поля, действующие на ядра железа, находящиеся в различных соединениях 69 .

Измеряя энергетическое расстояние между максимумами ноглощения при использовании различных комбинаций источник — поглотитель но известным магнитным моментам основного и первого возбужденного состояний, можно легко найти эффективное магнитное поле. Так, например, на ядра ${\rm Fe}^{57}$ действуют следующие эффективные магнитные поля — в кобальте: $3.1\cdot 10^5$ э, в никеле: $2.6\cdot 10^5$ э, в кремнии n-типа: $3\cdot 10^4$ э.

§ 6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ _У-ЛУЧЕЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Открытие Мёссбауэром явления резонансного поглощения у-квантов в кристаллах дает возможность изучать распределение частот в колебательном спектре твердого тела. Одним из способов изучения распределения частот является измерение сечения резонансного поглощения $\overline{\sigma}_p$ в за-

^{&#}x27;) Дополнительные опыты с источником ${\rm Co^{57}}$ в обычном железе показали, что ΔE_1 направлено вверх, а ΔE_2 —вниз. **) Ядерный изотопный сдвиг подобен изомерному изотопному сдвигу 70 .

висимости от температуры источника при фиксированной температуре поглотителя. На рис. 16 представлены результаты 12 измерений для Ir¹⁹¹. Отклонение результатов опыта от теоретической кривой объясняется тем, что дебаевская модель приближенна, и для получения правильной теоретической кривой нужно знать детальное распределение частот в колебательном спектре кристалла.

Если источник и поглотитель имеют одинаковую кристаллическую структуру, то в некоторых случаях можно, изучая зависимость $\overline{\sigma}_{\rm p}(vE_0/c)$ от скорости движения источника относительно поглотителя, найти энергетическое распределение фононов в колебательном спектре кристалла 60 .

Если изучаемый изотоп является изомером и кристалл, в котором он находится, обладает такими свойствами, что в выражении для $W'\left(\frac{v}{c}E_0\right)(4,7)$ можно пренебречь всеми членами с $n\geqslant 2$, то для $v\leqslant \frac{c\theta}{E_0}$ измерение среднего сечения резонансного поглощения в области $\Gamma<\frac{v}{c}E_0<\theta$ позволит найти $\frac{N\left(\omega\right)}{v/c\cdot E_0}$, причем $N\left(\omega\right)d\omega$ — число фононов с энергией $\hbar\omega$ — $\frac{v}{c}E_0$ в энергетическом интервале h $d\omega$. Для выполнения такого эксперимента требуются скорости порядка 10^4 см, сек и очень

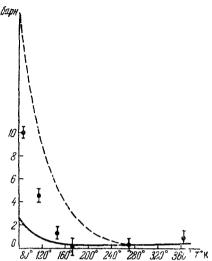


Рис. 16. Зависимость среднего сечения поглощения от температуры источника. Сплошная кривая представляет собом теоретическую зависимость среднего сечения поглошения от температуры, при которой функция распределения частот пропорциональна квадрату частоты. Пунктирная криная построена в предположении, что распределение частот уй. Граничные частоты в обоих случаях равны.

низкие температуры T, так как любая зависимость в энергетическом распределении фононов с $\omega \ll \frac{kT}{h}$ не будет обнаружена. Такой эксперимент возможен только в том случае, когда

$$\frac{W'_{n+1}\left(\frac{v}{c}E_0\right)}{W'_n\left(\frac{v}{c}E_0\right)} - \cdot 0.$$

Если считать, что распределение частот в колсоательном спектре твердого тела дебаевское, то $\frac{W_2'}{W_1'}=R/2\theta$ и, следовательно, нужно иметь кристалл с большой дебаевской температурой, а энергия отдачи должна быть малой. Нужно только учесть, что при малой энергии γ -квантов велико неядерное сечение поглощения, которое может быть намного больше ожидаемого эффекта.

Из опытов по резонансному рассеянию γ-квантов в кристаллах можно определять дебаевскую температуру θ, как это видно, например, из рис.6,7, 16. Но при этом нужно оговориться, что величину, получаемую из таких измерений, можно рассматривать как дебаевскую температуру, только сделав предположение, что излучающее ядро находится в узле решетки и изучаемому переходу не предшествуют процессы, которые могли бы вывести ядро из его нормального положения в решетке или оказывать

воздействие на атом к моменту испускания резонансного у-кванта. Примером может служить работа ³⁵, где указывается, что полученная из изучения резонансного поглощения без отдачи дебаевская температура для олова равна приблизительно 168° K, в то время как измеренная другими методами эта величина больше 200° K.

Величину сечения резонансного поглощения γ -лучей можно изучать, используя в качестве источника и поглотителя различные соединения. содержащие один и тот же исследуемый изотоп, а также сравнивая величины поглощения, полученные с обычным источником и с источником, который после облучения был перекристаллизован. В таблице III указаны максимальные значения резопансного поглощения γ -лучей без отдачи ³⁶ в процентах, когда в качестве источников и поглотителей были использованы железная фольга и сернокислое железо $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, находящиеся при комнатной температуре (к. т.) и охлажденные до температуры жидкого азота (н. т.). Металлическим поглотителем является фольга $2.5 \text{ мe}/\text{с.м}^2 \text{ Fe}^{57}$. Металлический источник был получен совместным выделением железа и радиоактивного Co^{57} из слабого раствора серной кислоты. Ошибка составляет $+5^{6}$ 0.

Таблица III

	Поглотитель				
пиньоди	металл (к. т.)	металл (н т.)	FeSO ₄ ·7H ₂ O (R. T.)		
Металл (к. т.)	52 0 10	75	4 8		

Из таблицы III видно, что резонансное поглощение является наибольшим для металлических источника и поглотителя, однако оно наблюдается и для неметаллических источника и поглотителя, особенно при низких температурах. Отсюда ясно видно, что структура источника или поглотителя оказывает большое влияние на величину эффекта из-за различия в дебаевской температуре θ .

Значительный интерес представили бы опыты, в которых у-кванты резонансной энергии, рассеянные неупруго от любого кристалла, анализировались бы при помощи резонансного поглотителя, компенсирующего потери энергии при неупругом отражении.

Если бы мы стали изучать угловое и энергетическое распределения неупруго-рассеиваемых резонансных у-квантов, то для аналитического выражения дифференциального сечения нам потребовалось бы знание деталей колебательного спектра рассеивателя. Используя метод резонансного рассеяния у-квантов без отдачи, можно определить связь между частотой, волновым вектором ${\bf k}$ и поляризацией фонона s, т. е. $\omega = \omega_s(k)$.

В пекоторых случаях можно определять функцию распределения частот колебаний g(v) в кристаллической решетке при помощи изучения углового и энергетического распределений неупруго-рассеиваемых квантов, т. е. так же, как это делается при использовании медленных нейтронов или рентгеновских лучей $^{37-40}$.

В случае резонансных у-лучей, несмотря на их большую энергию, изменение энергии рассеиваемых квантов, которое может быть зарегистрировано, намного меньше, чем в случае медленных нейтронов. Исполь-

зуя резонансные γ -лучи, мы имеем пучок очень монохроматических γ -лучеи, для которых может быть зарегистрировано изменение энергии в пределах от 10^{-1} до 10^{-8} эв и даже меньше.

Здесь необходимо отметить, что теория, разработанная для использования медленных неитронов при изучении динамики решетки 41—44 применима и в случае использования резонансных у-квантов.

[§ 7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ОЬЩЕИ ТЬОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Гравитационная энергия не входит явным образом в общее выражение для энергии даннои системы, а учитывается при помощи потенциалов тяготения, от которых зависят своиства пространства и времени 45 .

Если потенциал тяготения обозначим через u и будем считать, что $u \ll c^2$ то в первом приближении выражение для квадрата интервала запишется в виде

$$dS^{2} = (c^{2} - 2u) dt^{2} - (dx^{2} + dy^{2} + dz^{2}).$$
 (7.1)

Величину коэффициента перед dt^2 можно легко проверить сравнивая частоту электромагнитных колебании, испускаемых двумя одинаковыми источниками, находящимися в точках с потенциалами тяготения u_1 и u_2 . В этом случае петрудно найти, что разность периодов электромагнитных колебаний равна

$$T_2 - T_1 = \frac{u_2 - u_1}{t^2} T_0. \tag{7.2}$$

Для проверки этого соотношения было предложено 46 47 использовать искусственные спутники Земли, на которых расположены точные часы, основанные на атомных или молекулярных процессах. Сравнивая время, показываемое часами, находящимися на спутнике и на Земле, можно судить о гравитационном смещении частоты, однако для выполнения эксперимента требуется очень большая точность часов. Проверка значительно упростилась бы, если эксперимент можно было бы поставить в лабораторных условиях на Земле. Радиоактивный изотой на высоте H над уровнем моря испускает γ -квант с энергией hv_H , а тот же изотой, находящийся на уровне моря, испустит γ -квант hv_0

Изменение частоты Δv_H легьо получить из (7,2)

$$\frac{\Delta v_H}{v_0} = \frac{gH}{\epsilon^2} \frac{1}{1 + \frac{H}{I}} = H \cdot 1,09 \cdot 10^{-18},\tag{7.3}$$

в де g = 981 см/сек, r — радиус Земли (= 6,36 · 10° см), H — высота над уровнем моря, c — скорость света.

Из (7,3) видно, что если источник находится выше детектора, то частота испускаемых у-квантов смещается в фиолетовую сторону (происходит гравитационный фиолетовый сдвиг). Можно сказать, что это смещение вызвано «работой», произведенной фотоном с массой $\frac{hv}{c^2}$ при прохождении разности потенциалов Δu .

Открытие эффекта резонансного рассеяния без отдачи позволяет экспериментально проверить зависимость частоты спектральных линий от гравитационного потенциала в месте нахождения испускающеи системы Если в результате механического движения мы уменьшили резонансное поглощение до половины максимального значения, то при этом происходит

относительное изменение частоты

$$Q = \frac{2\Gamma}{E} = \left[1, 1 \cdot 10^{12} \cdot E \ (M \partial \theta) \cdot T_{1/2} \ (nce\kappa) \right]^{-1}. \tag{7.4}$$

Высоту, необходимую для гравитационного смещения линии на ее полуширину, можно найти по формулам (7,3) и (7,4):

$$H_{1/2} = \frac{4,18}{E (M \varepsilon) \cdot T_{1/2} (n \varepsilon \kappa)} \kappa M.$$
 (7,5)

Если опыт производить с Fe^{57} , то $H_{1/2}=2.9$ км. Использование таких больших расстояний затруднительно из-за конечной силы источника, так как интенсивность убывает обратно пропорционально квадрату расстояния, а гравитационный сдвиг возрастает линейно с расстоянием, поэтому

статистические флуктуации будут размывать линию.

Рис. 17. Зависимость сдвига линии испускания относительно линии поглощения от величины ускорения источника относительно поглотителя.

Первая работа по измерению гравитационного смещения ү-линий⁷⁴ была выполнена с Fe⁵⁷ при разности высот между поглотителем и источником, равной 12,5 м. Наблюдаемое смещение частоты оказалось 0,96-0,45 у-квантов от ожидаемого. Погрешность была всецело обусловлена статистическими флуктуациями. Нужно отметить, что авторы не учитывали «температурный» эффект и влияние химической связи, в то время как различие в температурах источника и поглотителя $\sim 0.6^{\circ}$ К приводит к такому же сдвигу частот. Намно-

го более точные измерения гравитационного смещения энергии γ -квантов были сделаны Паундом и Ребкой 75 . Они предварительно тщательно исследовали зависимость энергии γ -квантов от температуры и химической связи. Разность высот в их опыте была равной 22,54 м, а температура контролировалась с точностью до $0,03^{\circ}$ С. Гравитационный сдвиг оказался равным — $(5,13\pm0,51)\cdot10^{-15}$, что находится в хорошем согласии с ожидаемым теоретически — $4,92\cdot10^{-15}$; это можно записать так:

$$\frac{(\Delta v)_{\rm 2KC\Pi}}{(\Delta v)_{\rm Teop}} = +1.05 \pm 0.10.$$

Знак + указывает, что при движении вниз энергия кванта увеличивается.

Для изучения гравитационного смещения энергии γ -лучей интересно было бы использовать γ -лучи 92 кэв Zn^{67} , так как в этом случае требуется $H_{1/2}=4,9$ м, но исследования 76 показали, что резонансного поглощения для Zn^{67} не обнаружено для четырех комбинаций источник — поглотитель *). «Температурный» эффект будет особенно сильно сказываться в случае Zn^{67} , так как относительная ширина линии 92 кэв в Zn^{67} порядка $1\cdot 10^{-15}$. Различие в дебаевской температуре между источником и поглотителем приведет к относительно большому сдвигу энергий γ -квантов из-за различия в энергии нулевых колебаний. Для дебаевского колебательного спектра решетки энергия нулевых колебаний равна $^{9}/_{8}\theta$ па

^{*)} Теоретические вычисления 77 также указывают, что если резонансное поглощение для ${\rm Zn}^{67}$ и существует, то опо очень мало.

атом, что приводит для Zn^{67} к частичному уменьшению частоты $0.77 \cdot 10^{-15}$ на градус увеличения дебаевской температуры. Избежать подобного смещения частоты можно, по-видимому, только в том случае, когда источник и поглотитель состоят из одного и того же вещества.

Используя явление резонансного поглощения γ -лучей в кристаллах, можно поставить опыт по проверке припципа эквивалентности Эйнштейна 78 , г. е. эквивалентности гравитационной и инерционной масс. Если источник и поглотитель вращать по окружностям различных радиусов R_1 и R_2 с частотой ω , то должен происходить сдвиг в энергии γ -квантов на величину

 $\frac{R_1^2 - R_2^2}{2} \omega^2$.

На рис. 17 представлен график, показывающий зависимость энергии у-квантов от частоты вращения источника. Теоретическая кривая рассчитана для случая $\frac{R_1^2-R_2^2}{c^2}\omega^2=2,44\cdot 10^{-20}\omega^2$.

\S 8. ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЯВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ γ -ЛУЧЕЙ

- 1. При помещи явления резонансного рассеяния без отдачи можно изучать времена жизни возбужденных состояний в области, перекрывающейся с областью применения метода запаздывающих совпадений, а также пболее короткие времена. Это особенно важно при изучении коллективных возбужденных состояний ядер, которые разряжаются в десятки раз быстрее, чем одночастичные состояния с такой же энергией. Измеряя время жизни уровия относительно разрядки у-лучами $\tau_{\rm V}$, можно измерять коэффициенты запаздывания. Так, для ${\rm Ir}^{191}$ было найдено 12 , что для уровня $129\,\kappa$ эв М1-переход имеет коэффициент запаздывания примерно 22 по сравнению с теоретическими предсказаниями одночастичной модели, а переход E2 происходит по крайней мере в 64 раза быстрее, чем следует ожидать по одночастичной модели. Следовательно, возбужденное состояние 129 кэв в нужно рассматривать как многочастичное. Зная вероятности переходов B (E2), полученные методом кулоновского возбуждения, и вычислив время жизни $\tau_{\nu}(E2)$, мы можем в случае смешанных E2+M1-переходов по полученному из опыта τ_{ν} вычислить соотношение интенсивностей M1- и E2-переходов.
- 2. При помощи резонансного рассеяния без отдачи можно проверять схемы распада, так как резонансное поглощение без отдачи возможно только для переходов в основное состояние.
- 3. Один из способов регистрации нейтрино заключается в наблюдении процесса, обратного β -распаду 57 , однако сечение этого процесса для нейтрино, энергия которых заключена в широком интервале, мало ($\sigma \sim 10^{-43}~cm^2$). Для монохроматических нейтрино с энергией, в точности равной резонансной, сечение процесса будет на много порядков больше. Если атомы типа A (испытывающие электронный захват, $A \rightarrow E + v$) находятся в кристаллической решетке, то при эпергии нейтрино $E_v \ll 100~\kappa^2 \theta$ энергия отдачи может передаваться всему кристаллу как целому. Но получившиеся нейтрино не будут монохроматическими, потому что электроны обычно захватываются с K-оболочки и ширина уровня $\sim 1~\sigma^2$, а естественная ширина нейтринного уровня может быть порядка $1 \cdot 10^{-22}~\sigma^2$).

^{*)} Детектирование нейтрино при помощи резонансного поглощения без отдачи возможно только в том случае, когда температурный эффект, эффект различия в энергиях нулевых колебаний и другие эффекты компенсируют друг друга и не приводят к нарушению условий разонанса.

В тех случаях, когда кристалл состоит из атомов типа B, а атомы типа A являются примесью, то возможен захват внешних электронов с уровней примеси, которые имеют очень малую ширину, и вследствие этого вылетающие нейтрино будут иметь энергию, равную резонансной 53,55 . Ферми и Сегре была выведена формула для вероятности нахождения валентного S-электрона внутри ядра. Отношение вероятности захвата K-электрона к вероятности захвата валентного S-электрона равно $z^{-2}n^{-3}$. Наиболее выгодными случаями будут те, где K-захват энергетически запрещен.

Для изотопов с $z\sim80$ и $E_{\nu}\sim100$ кэв сечение процесса может достигнуть 10^{-25} см². Допплеровское размытие линии от теплового движения будет намного больше естественной ширины линии ($\sim10^{-22}$ эв) даже при неподвижных источнике и поглотителе, охлажденных до температуры жидкого воздуха. Поэтому для осуществления эксперимента пужно, чтобы поглотитель и источник составляли одну кристаллическую систему, т. е. фононы, испущенные в месте пахождения источника, должны достигать поглотителя без заметного ослабления. Все возмущения в такой системе можно описывать через фононное возбуждение, которое учитывается в теории рассеяния без отдачи. Так, например, если мы возьмем кристалл Tb^{159} весом 50 г, сочленим его с 0,1 г Dy^{159} и будем их держать так в течение двух недель при температуре жидкого гелия, то после разделения ранее чистый кристалл Tb^{159} будет содержать Dy^{159} , который можно обнаружить.

На самом деле эта величина будет меньше из-за ухудшения монохроматичности нейтрино в результате воздействия других примесей в кристалле, взаимодействия с электронами проводимости и наведенными магнитными полями. Но эти возмущения можно оценить, в то время как изменение энергии от гравитационного смещения, которым можно пренебречь при Γ =1 · 10 ²² эс лишь на расстояниях порядка 10^{-9} см, можно компенсировать, только приведя экспериментальную установку в состояние невесомости.

4. Используя явление резонансного рассеяния ү-лучей без отдачи, можно выяснить, будет ли излучение, рассеянное ядрами резонансно, обладать эффектом когерентности фаз 62. Если ү-излучение будет обладать эффектом когерентности фаз, то угловое распределение будет отличаться от распределения, даваемого обычной теорией угловой корреляции, и можно наблюдать явление интерференции при зеемановском расщеплении уровней. Возможно наблюдать и явление дифракции, так же как это делается в случае рентгеновских лучей.

Явление когерентности можно наблюдать только в тех случаях, когда рассеивающий кристалл состоит почти целиком из резонансных ядер, иначе дифракционные линии будут размазаны некогерентным рассеянием от беспорядочно расположенных ядер.

Когерентное резонансное рассеяние у-лучей резонансными ядрами можно легко отличить от когерентного рассеяния электронной оболочкой атомов, если сравнивать картины, полученные с неподвижным источником и с движущимся источником.

5. При помощи эффекта Мёссбауэра можно изучать релеевское рассеяние γ -квантов в твердых телах, потому что детектирование γ -квантов при помощи резонансного поглотителя позволяет отбросить все упругорассеиваемые кванты. Дебаем и Уоллером ⁷⁹ было вычислено уменьшение интенсивности рентгеновских лучей, рассеянных под углами Брэгга кристаллом при температуре T:

$$\phi_{T} = \exp \left\{ -\frac{3}{2} \frac{E_{R}}{k \theta} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{x^{2}} \int_{0}^{x} \frac{y \, dy}{e^{y} - 1} \right] \right\},$$

где энергия, отданная фотонами с энергией E свободному ядру при рассеянии на угол θ ,

$$F_{R} = \frac{E^{2}}{4\pi^{2}} (1 - \cos \theta); \quad x = \frac{\theta}{T}.$$

В работе ⁸⁰ изучалось релеевское рассеяние γ-квантов с энергией 23,8 кэв Sn¹¹⁹* графитом, парафином, Pt и Al. Схема опыта представлена на рпс.18. Вычислепные значения фактора φ_т оказываются в согласии с полученными на опыте результатами.

6. Применение эффекта Мёссбауэра дало возможность изучить для γ -квантов явление, аналогичное обращению спектральной линии в оптике. Если испускаемые без отдачи γ -кванты с энергией 14,4 κ_{26} Fe⁵⁷ проходят через железный поглотитель, то резопансное поглощение без отдачи

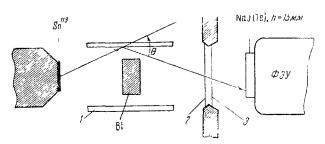


Рис. 18. Схема опыта для изучения релеевского рассеяния γ -лучей при помощи эффекта Мёссбауэра: 1 — рассеиватель, 2 — поглотитель: 40 ма/см² Sn119 (71,5% Sn119), 3 — поглотитель из Pd, 62 ма/см² (поглощает рентгеновское излучение Sn), угол θ = $50\pm5^{\circ}$.

будет больше для ү-квантов с энергией, соответствующей центру линии, и линия поглощения не будет иметь классической резонансной формы⁸¹.

На рис. 19,a дана кривая распада уровня 14,4 кэв Fe^{57} в том случае, когда пикакого резонансного поглотителя нет. Распад происходит экспоненциально. На рис. 19,6 дана кривая распада уровня 14,4 кэв Fe⁵⁷. когда перед детектором помещен резонансный поглотитель. Кривая 1 дана для случая колеблющегося источника. Кривые 2 и 3 — для неподвижного источника, но с поглотителями различной толщины. Из рис. 19, а видно, что поглощение вначале мало и затем увеличивается. Это увеличение счета является аппаратурным эффектом и может быть объяспено тем, что резонансные ү-кванты, поглощенные ядрами, высвечиваются и часть их попадает в детектор, вызывая увеличение счета через время порядка периода полурасиада уровня ⁹⁵. По увеличению счета можно судить о величине поглощения, обусловленного эффектом Мёссбауэра. Отступление кривой, относящейся к вибрирующему источпику, от экспоненциальной в области первых каналов временного анализатора объясняется тем, что величина колебаний была недостаточной для того, чтобы полностью нарушить условия резонанса. При большей вибрации кривая 1 соответствует экспоненциальному распаду.

7. Весьма интересным представляется исследование вопроса: действительно ли существует строгая эквивалентность инерционной и гравитационной масс. Известно, что направление ускорения с большой точностью совпадает с направлением действующей силы, а отношение силы к ускорению не зависит от направления силы, т. е. инерция является изотропной, а инерциальная масса — скаляром.

Однако в действительности может иметься небольшая асимметрия в распределении вещества относительно Земли, и это приведет к анизотропии инерции, которую можно попытаться обнаружить при помощи эффекта Мёссбауэра 71,72.

Величину местной анизотропии можно характеризовать при помощи следующего выражения:

$$\Delta M = \frac{2}{3} \left(M' - M'' \right),$$

где M' — инерциальная масса для тела, ускоренного к центру Галактики; M'' — инерциальная масса для ускорения в перпендикулярном направлении.

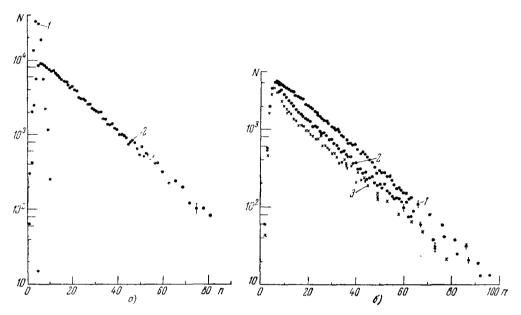


Рис. 19. Кривая распада первого возбужденного состояния Fe⁵⁷. По оси абсцисс отложен номер канала *п* временного анализатора (1 канал — 8,5 мсек), по оси ординат—скорость счета *N* в произвольных единицах: *а*) поглотитель отсутствует; *I*—кривая, характеризующая истинные задержанные совпадения, *3*— кривая распада уровня 14,4 кэв; б) кривая распада фильтрованных γ-лучей, *I*— колеблющийся источник с резонанстым поглотитель, 2 — поглотитель 0,9 мг/см² Fe⁵⁷, 3 —поглотитель 2,7 мг/см² Fe ⁵⁷.

При наблюдении эффекта Зеемана такая анизотропия в инерцип должна приводить к дополнительному сдвигу и расщеплению линий. Для ү-лучей сдвиг равен

$$\Delta E = \left(\frac{\Delta M}{M}\right) \overline{T} \, \overline{P},$$

где \overline{T} — средняя кинетическая энергия нуклона в ядре, \overline{P} — коэффициент (наибольшее значение его для уровня 14,4 кэв Fe 57 равно $^{1}/_{5}$). Тщательное изучение спектра поглощения Fe 57 Шервином и др. 73

Тщательное изучение спектра поглощения Fe^{s} Первином и др. Ge^{s} в период с 2 по 12 марта 1960 г. при различной ориентации источника и поглотителя относительно направления к центру Галактики не привело к обнаружению какой-либо анизотропии. Из их работы следует, что $\frac{\Delta M}{M} < < 5 \cdot 10^{-16}$.

қ 9. ПРЕДЕЛ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ү-ЛУЧЕЙ

Пзотопы, используемые для резонансного рассеяния без отдачи, должны удовлетворять следующим условиям:

- 1. Энергия отдачи от у-перехода должна быть меньше определенной величины.
- 2. Время жизни исследуемого состояния находится в определенном лианазопе.

Энергия отдачи R (3.1) γ -лучей должна быть порядка θ или меньше, так как плотность фононов в колебательном спектре при энергиях $E\leqslant \theta$ отпосительно мала и имеется значительная вероятность рассеяния без отдачи.

При увеличеник R все большее число фононов и их комбинаций может получать энергию отдачи, и величина линии без отдачи уменьшается. Апалитически это дается уравнением (4,4). Из этого уравнения видно, что с увеличением энергии отдачи вероятность испускания без отдачи экспоненциально уменьшается. Мы можем считать, что эффект будет заметен только при $R \leqslant \theta$ (в этом случае f > 0.05 при $T = 0^\circ$ K). Отсюда легко определить дебаевскую температуру источника и поглотителя, необхоцимую для получения заметного эффекта:

$$\theta \gg \frac{R}{2} = \frac{310E^2}{A} \,, \tag{9.1}$$

где E — энергия γ -лучей (десятки κm), A — массовое число исследуемо-го ядра.

В таблице IV^*) приведены изотоцы, для которых возможно наблюцение явления резонансного рассеяния без отдачи и которые удовлетворяют требованию

$$E \leqslant \frac{40}{340} \,. \tag{9.2}$$

Время жизни возбужденного состоящия также определяет возможность использования данного изотопа для опытов по резонаисному расселиню без отдачи. Наибольшим временем жизни — $T_{\Gamma_2}{=}10^{-7}~ce\kappa$ — из всех исследованных этим методом изотопов обладает уровень 14,4 кэс ${\rm Fe}^{57}$. Можно работать и с более узкими линиями, но тогда необходима жесткость установки, так как малейшие колебания нарушают условия резонанса.

Магнитные и электрические поля, тепловое движение, гравитационпое смещение и другие возмущения будут размывать линии и нарушать условия резонанса. Один из возможных способов наблюдения резонансного рассеяния без отдачи состоит в том, что поглотитель и источник составляют одну кристаллическую систему ^{53, 55}.

Имеются пределы применения метода резонансного рассеяния без отдачи и со стороны короткоживущих переходов. Это определяется двумя факторами:

- 1. В случае очень быстрых переходов должны сказываться остаточные эффекты от предшествующих процессов радиоактивного распада.
- 2. Выведенные в \S 2 и 3 соотношения справедливы для линий, естественной шириной которых можно пренебречь. Поэтому, если существуют изотопы, для которых можно наблюдать явление рассеяния без отдачи, имеющие период полураспада менее 10^{-13} сек, то формулы \S 2 и 3 должны быть видоизменены.

^{*)} Таблица составлена в основном по материалам работ 58 , 59 . Необходимая дебаевская температура вычислена по (9, 1) для случая равенства.

462

Нзотоп	о со- берна- нис стояния	Энергия псслед ровпи эв Спин ис- след уровня	Ілп перс- хода конверс		Исриод по- лураспада	Необход дебаев ская <i>1</i> °	Квадру польныи момент	Магнит- ныи мо- мент	Врсмя жизни уровня
26 Fe ⁵⁷ 28 N ₁ +1 30 Zn ⁶⁷ 32 Gc ⁻³ 32 As ⁷⁵ 37 Rb ⁸⁵ 44 Ru ¹⁰¹ 50 Sn ¹¹⁷ 50 Sn ¹¹⁷ 50 Sn ¹¹⁷ 51 Sb ²³ 52 Te ¹² 52 Te ¹² 52 Te ¹² 54 Lu ¹⁵¹ 63 Lu ¹⁵³ 65 Lb ¹⁵⁹ 66 Dy ¹⁶⁰ 66 Dy ¹⁶¹ 67 Ho ¹⁶⁵ 68 Er ¹⁶⁶ 68 Er ¹⁶⁶ 68 Tu ¹⁶⁹	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	14,4 71 92 13,5 67 130 89 127 161 24 153 159 3/2 153 159 3/2 163 159 3/2 145 163 145 122 22 103 98 58 7 26 75 95 80,6 80 80 80 80 80 80 80 80 80 80 80 80 80	M1	,5	270 дней 3,3 часа 78 часов 76 днеи 127 днеи 65 днеи 15 днеи 15 днеи 14,3 дня 14 днеи 136 дней 104 дня 58 дней 140 днеи 33 дня 9 часов 150 дней 134 дня 73 дня 6,8 дня 10 часов 27 часов 27 часов 27 часов 9,6 дня 32 дня 9 дней 129	11 260 390 8 188 820 245 500 690 15 590 640 30 153 590 460 305 10 215 195 65 145 13 110 170 129 118 2 252 128	$ \begin{vmatrix} 0,18 \\ -0,2 \\ -0,3 \\ +0,3 \\ -0,6 \end{vmatrix} $ $ \begin{vmatrix} -0,7 \\ -0,003 \\ +0,27 \\ -0,05 \\ 5,7 \\ +1,2 \\ +2,5 \end{vmatrix} $ $ \begin{vmatrix} +7,3 \\ +1,1 \\ 2,0 \end{vmatrix} $	0,09 ~0 0,88 ~0,88 +1,4 1,34 ~0 ~0,69 ~1,0 ~1,0 +2,5 ~0,73 ~0,88 +2,5 2,7 +4,0 3,4 +1,5 +1,5 ~0,37 +3,3	1 10 ⁻⁷ cek 9,3 10 b cek 4,6 10 ⁻⁶ cek 1,4 10 cek 1,8 10 ⁻⁸ cek 1,9 10 ⁻¹⁰ cek 1,6 10 ⁻³ cek 6 10 ⁻⁹ cek 1,5 10 ⁻¹ cek 1,4 10 ⁻⁹ cek 1,4 10 ⁻⁹ cek 2,7 10 ⁻⁸ cek 2,3 10 ⁻⁹ cek 1,8 10 ⁻⁹ cek 1,8 10 ⁻⁹ cek 1,8 10 ⁻⁹ cek 1,8 10 ⁻⁹ cek 1,6 10 cek 1,6 10 cek

{() ⁻⁷ cen: 4.10 ⁻⁹ cen: 9.10-10 cen:	1,4.10 ⁻⁹ cer 1,3.40 ⁻⁹ cer	1,3·10 ⁻⁹ cer 2·10 ⁻⁹ cer 5·10 ⁻¹⁰ cer 7·10 ⁻¹⁰ cer 3,5·10 ⁻¹⁰ cer 2,8·10 ⁻¹⁰ cer 1,4·10 ⁻¹⁰ cer	5,7·10 ⁻⁹ cer 1,9·10 ⁻⁹ cer 2,4·10 ⁻⁹ cer
0,43	-0, 0 -0 +2,1 0, 115	+ 3,17 + 3,17 + 0,12 + 0,65 + 0,16	+0,17 +0,6 +0,49 +0,6
8,0. +-3,9 +-5,9	+ 6,4 6,4 6,1	+ + + + + + + + + + + + + + + + + + +	+1,0
81 110 114 114 123 136	150 149 170 170 167	204 252 282 304 330 270 270 110	87 157 157 270 288 388 16 430
680 дией 6,7 дия 1,4 года 165 двей 70 двей 8 часов	6,75 дня 145 дней 8,15 часа 145 дней 8,15 дней 115 дней 5 дней 71 день	50 дней 89 часов 94 дия 24 часа 89 часов 13 часов 41 час 11 дней 74 дня 16 дней 3 лня	3 дин 30 часов 185 дней 2,3 часа 18 часов 3,1 дин 72 часа
,,, [h, 17] 7, [Lu 172 7, [Lu 174 72Hf175 73 Ta 176	71 Lu177 73 Ta188 73 Ta1804 74 W181 73 Ta1804 73 Ta183 75 Te183	75Re184 75R0186 74OS185 74W187 77Ir188 77Ir188 77Ir189 77Ir190 77Ir190 77Ir190 77Ir190 77Ir190	78Pt193 U 76OS193 79AU195 79AU199 81T1201
N 3	70 077400 7 7 7 16 16	2,0 2,4,0 2,4,0 2,0 2,0	بر در
VI + 62 62 82 62 MI - 62 63	E_{2} E_{2} $E_{2} + M1$ E_{2} E_{2} E_{2} E_{2} E_{2} E_{2} E_{3}	E2 M1+E2 M1 E2 E2 E2 E2 E2	M1 - E2 M1 E2 M1 E2 E2
7,77,77	200 200 0 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	244 2 2 4 2 4 2 4 3 4 3 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5	
		1111 1223 1255 1357 1555 1555 1555 1557	
67 76 79 76, 5 114	113 933 102 102 103 103 103 103 103 103 103 103 103 103		139 130 130 130 158 158 167
1 2 67 50 76 50 76 67 79 64 76 76,5 76,5 114,5 88	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	28	3/2 + 73 $1/2 - 99$ $3/2 + 139$ $3/2 - 130$ $3/2 - 158$ $3/2 - 167$

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

P. Э. Белл, статья в книге «Бета- и гамма-спектроскопия», под редакцией К. Зигбана, М., Физматгиз, 1959.
 W. Kuhn, Philos. Mag. 8, 625 (1929).
 L. Meitner und H. H. Hupfeld, Z. Phys. 67, 147 (1931).
 K. Zuber, Helv. Phys. Acta 16, 407, 429 (1943).
 E. Pollard und D. E. Alburger, Phys. Rev. 74, 926 (1948).
 F. R. Metzger, Phys. Ray, 82, 829 (1951).

- 6. F. R. Metzger, Phys. Rev. 83, 842 (1951).

- 7. Р. В. Мооп, Proc. Phys. Soc. 64, 76 (1951). 8. Б. С. Джеленов, УФН 62, 3 (1957). 9. F. R. Metzger, Progr. Nucl. Phys. 7, 54 (1959). 10. K. G. Malmfors, Arkiv fys. 6, 49 (1953). 11. M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, Phys. Rev. 109, 1015 (1958).
- 12. R. L. Mössbauer, Z. Phys. 151, 124 (1958). 13. R. L. Mössbauer, Naturwiss. 45, 539 (1958). 14. W. E. Lamb, Phys. Rev. 55, 190 (1939).

15. А. Ахиезер и П. Померанчук, Некоторые вопросы теории ядра, М., Гостехиздат, 1950.

16. Ф. Зейти, Современная теория твердого тела, М., Гостехиздат, 1949. 17. V. K. Rasmussen, F. R. Metzger and C. P. Swann, Phys. Rev. 110. 154 (1958). 18. J. D. Jackson, Canad. J. Phys. 33, 575 (1955).

19. P. P. Graig, I. G. Dash, A. D. McGuire, D. Nagle, R. R. Reiswig, Phys. Rev. Lett. 3, 221 (1959). 20. R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 3, 554 (1959).

N. V. Pounu, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 3, 554 (1959).
 G. De-Pasquali, H. Frauenfelder, S. Margulies, R. N. Peacock, Phys. Rev. Lett. 4, 71 (1960).
 R. L. Mössbauer, Z. Naturforsch. 14a, 211 (1959).
 P. P. Craig, J. C. Dash, A. D. McGuire, D. E. Nagle, Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, 4, 373 (1959).
 L. L. Lag, L. Mayar Schutz maister, L. P. Schliffer, D. Vingent.

- 24. L. L. Lee, L. Meyer-Schutzmeister, J. P. Schiffer, D. Vincent, Phys. Rev. Lett. 3, 223 (1959). 25. A. W. Sunyar, Phys. Rev. 98, 653 (1955).

- 26. Г. Фрауэйфельдер, статья в книге «Бета- и гамма-спектроскопия», М., Физматгиз, 1959.
- Агр, D. Edmonds, В. Petersen, Phys. Rev. Lett. 3, 213 (1959).

- 28. C. G. Gorter, Physica 14, 504 (1948).
 29. M. E. Rose, Phys. Rev. 75, 213 (1949).
 30. B. Bleaney and K. W. H. Stevens, Reports on Progress in Physics, Lud. **16**, 108 (1953).

31. W. Marshall, Phys. Rev. 110, 1280 (1958).

32. **J**. Ρ. Schiffer, W. Marschall, Phys. Rev. Lett. 3, 556 (1959).

33. A. C. Gossard, A. M. Portis, Phys. Rev. Lett. 3, 164 (1959). 34. G. J. Perlow, S. S. Hanna, M. Hamermesh, C. Littlejohn, D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 4, 74 (1960).

35. А. И. Алиханов, В. А. Любимов, Доклад на Хежегодном совещании по

35. А. И. Алиханов, В. А. Любимов, Доклад на Хежегодном совещании по ядерной спектроскопии, Москва, 1960.
36. S. S. Hanna, J. Heberle, C. Littlejohn, G. J. Perlow, R. S. Preston, D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 4, 28 (1960).
37. P. Olmer, Acta Cryst. 1, 57 (1948).
38. H. Cole, B. E. Warren, Appl. Phys. 23, 335 (1952).
39. H. Cole, J. Appl. Phys. 24, 482 (1953).
40. C. B. Walker, Phys. Rev. 103, 547 (1956).
41. L. S. Kothari, Solid State Physics 8, 109 (1959).
42. G. Placzek, L. Van Hove, Phys. Rev. 93, 1027 (1953).
43. L. Van Hove, Phys. Rev. 89, 1189 (1953).
44. J. C. Phillips, Phys. Rev. 104, 1263 (1956).
45. В. А. Фок, Теория пространства, времени и тяготения, М., Гостехиздат, 1955.

- 1955.

- 46. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 97, 617 (1954). 47. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 30, 213 (1956). 48. R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 3, 439 (1959). 49. A. Abraham, M. H. L. Pryce, Proc. Roy. Soc. A205, 135 (1951).

- 50. Solid State Physics, v. 9, ed. F. Seitz and D. Turnbull, New York, 1959.
 51. C. H. Townes, Phys. Rev. 71, 909 (1947).
 52. R. V. Pound, Phys. Rev. 76, 1410 (1949).
 53. W. M. Visscher, Phys. Rev. Lett. 3, 536 (1959).

- 54. H. J. Lipkin, Ann. Phys. 9, 300 (1969).
 55. W. M. Visscher, Phys. Rev. 116, 1581 (1959).
 56. G. W. Ludwig, H. H. Woodbury, Phys. Rev. 117, 1286 (1960).
 57. F. Reins, C. L. Cowan, Phys. Rev. 113, 273 (1959).
 58. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер, Схемы распада радиоактивных ядер, М., Изд. АН СССР, 1958.
- 59. D. Strominger, J. M. Hollander, G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys.

- 30, 630 (1958).
 60. W. M. Visscher, Ann. Phys. 9, 194 (1960).
 61. R. Barloutaud, E. Cotton, Compt. rend. 250, 319 (1960).
 62. A. M. Kastler, Compt. rend. 250, 509 (1960).
 63. D. Nagle, P. P. Craig, I. G. Dash, R. R. Reiswig, Phys. Rev. Lett. 4, 237 (1960). 64. R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 274 (1960).

- 65. В. D. Iosephson, Phys. Rev. Lett. 4, 341 (1960). 66. И. Я. Барит, М. И. Подгорецкий, Ф. Л. Шапиро, ЖЭТФ **3**8, 301
- (1960).
 67. S. S. Hanna, I. Heberle, C. Litlejohn, G. I. Perlow, R. S. Preston, D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 4, 177 (1960).
 68. O. C. Kistner, A. W. Sunyar, Phys. Rev. Lett. 4, 412 (1960).
 69. G. K. Werthein, Phys. Rev. Lett. 4, 403 (1960).
 70. A. C. Melissinos, S. P. Davis, Phys. Rev. 115, 130 (1959).
 71. G. Cocconi, E. E. Salpeter, Nuovo cimento 10, 646 (1958).
 72. G. Cocconi, E. E. Salpeter, Phys. Rev. Lett. 4, 176 (1960).
 73. C. W. Sherwin, H. Frauenfelder, E. L. Garwin, E. Lüscher, S. Margulies, R. N. Peacock, Phys. Rev. Lett. 4, 397 (1960).
 74. T. E. Cranschaw, I. P. Schiffer, A. B. Whitehead, Phys. Rev. Lett. 4, 163 (1960).

- Lett. 4, 163 (1960). 75. R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 337 (1960).

- R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 337 (1960).
 R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 395 (1960).
 M. B. Казаринский, ЖЭТФ 38, 1652 (1960).
 H. I. Hay, I. P. Schiffer, T. E. Cranshaw, P. A. Egelstaff, Phys. Rev. Lett. 4, 165 (1960).
 I. Waller, Ann. Phys. 79, 261 (1926).
 C. Tzara, R. Barloutaud, Phys. Rev. Lett. 4, 405 (1960).
 R. E. Holland, K. I. Lynch, C. I. Perlow, S. S. Hanna, Phys. Rev. Lett. 4, 484 (1960).

- Lett. 4, 181 (1960).
- 82. В. А. Любимов, А. И. Алиханов, Влияние магнитного поля на резонансное поглощение у-лучей, ЖЭТФ 38, 1912 (1960)*).
 83. Н. И. Делягин, В. С. Шпинель, В. А. Врюханов, Б. Звенглинский, Сверхтонкая структура у-лучей, обусловленная квадрупольным вваимодействием в кристаллической решетке, ЖЭТФ 39, 220 (1960).
 84. С. В. Малеев, Обиспользовании эффекта Мессбауэра для исследования локализованных колебаний атомов в твердых телах, ЖЭТФ 39, 891 (1960).
 85. Н. И. Делягин, В. С. Шпинель, В. А. Брюханов, Б. Звен-

- 85. Н. Н. Делягин, В. С. Шпинель, В. А. Брюханов, Б. Звенгинеский, Ядерный зсеман-эффект в Sn¹¹⁹, ЖЭТФ 39, 894 (1960).
 86. М. Сог de y-H a y e s, N. A. D y s o n, P. B. Моо n, Ширина и интенсивность мёссбауэровской линии в железе 57, Proc. Phys. Soc. 75, 810 (1960).
- А. J. F. Boyle, D. S. P. Bunbury, C. Edwards, H. E. Hall, Термический красный сдвиг у-лучей Sn 119, испускаемых без отдачи, Proc. Phys. Soc. 76, 465 (1960).
- 88. R. Barloutaud, I. L. Picou, C. Tzara, Рассеяние резонансного излучения 23,8 кэв Sn¹¹⁹, испускаемого без отдачи, Compt. rend. 250, 2705 (1960).
 89. S. S. Hana, I. Heberle, G. J. Perlow, R. S. Preston, D. H. Vin-
- с е п t, Направление эффективного магнитного поля, действующего на ядра в фер-
- ромагнитном желсзе, Phys. Rev. Lett. 4, 513 (1960).

 90. P. P. Craig, D. E. Nagle, D. R. F. Cochran, Эффект Зеемана для резонансных ү-лучей Zn⁶⁷, испускаемых без отдачи, Phys. Rev. Lett. 4, 561 (1960).

^{*)} Во время подготовки рукописи к печати были опубликованы новые статьи ×2-9ь по эффекту Мессбауэра, которые не учтены в настоящем обзоре. Мы приводим полные названия этих статей.

[√] УФН, т. LXXII, вып. 3

- 91. S. L. Ruly, D. I. Bolef, Акустическая модуляция у-лучей из Fe⁵⁷, Phys. Rev. Lett. 5, 5 (1960).
 92. H. S. Snyder G. C. Wick, Расширение мёссбауэровской линии, Phys. Rev. Lett. 5, 118 (1960).
 93. J. G. Dash, R. D. Taylor, P. P. Craig, D. E. Nagle, D. R. F. Cochran, W. E. Keller, Эффект Мёссбауэра при очень низких температурах, Phys. Rev. Lett. 5, 152 (1960).
 94. S. Ofler, P. Avivi, R. Bauminger, A. Marinov, S. G. Cohen, Ядерное резонансное поглощение в Dy¹⁶¹, находящемся в Dy₂O₃, Phys Rev. Lett. 5, 177 (1960).
 95. Л. А. Халфин, ЖЭТФ (в печати).