

**КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**ИНСТИТУТ ФИЗИКИ**  
*Кафедра физики твердого тела*

**Ф.Г. ВАГИЗОВ, Э.К. САДЫКОВ**

**МЕТОД ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ В ГАММА-  
РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

**Учебно-методическое пособие**

**Казань – 2015**

УДК 539.1 539.2 538.91

ББК22.386

*Принято на заседании кафедры физики твердого тела  
Протокол № 17 от 19 мая 2015 г.*

**Рецензент:**

Ведущий инженер кафедры радиоэлектроники и измерительных технологий КГТУ имени А.Н. Туполева, к.ф.-м.н.

**Н.Г.Ивойлов**

**Вагизов Ф.Г., Садыков Э.К.**

**Метод задержанных совпадений в гамма-резонансной спектроскопии:** Учебно-методическое пособие / Вагизов Ф.Г., Садыков Э.К. – Казань: Казан. ун-т, 2015. – 27 с.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов старших курсов и магистратуры, изучающих гамма-резонансные методы исследования твердых тел. В настоящее время гамма-резонансная спектроскопия (ГРС) является одним из эффективных методов исследования микроструктуры твердых тел. Традиционной методикой эксперимента в ГРС является измерение энергетических мессбауэровских спектров поглощения. Наряду с этим существует принципиально отличная методика, основанная на измерении временных мессбауэровских спектров. В этом случае источником информации служит временная зависимость интенсивности прошедшего через исследуемый образец резонансного излучения. Техника временных корреляционных измерений используется в ядерной физике давно, и известна как методика задержанных совпадений. В гамма-резонансных исследованиях эта методика получила название *Мессбауэровская спектроскопия задержанных совпадений* (Coincidence Mössbauer Spectroscopy).

В пособии рассмотрены основные принципы Мессбауэровской спектроскопии задержанных совпадений. Дано описание техники измерений временных мессбауэровских спектров. Приведена последовательность действий при выполнении лабораторной работы по измерению временных мессбауэровских спектров. Даны контрольные вопросы и задачи для закрепления изучаемого материала.

© Вагизов Ф.Г., Садыков Э.К. 2015

© Казанский университет, 2015

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Гамма-резонансная спектроскопия (ГРС) основана на явлении бесфононного (без потери энергии на отдачу) поглощения/излучения гамма-квантов ядрами твердых тел. Это явление было впервые обнаружено и объяснено в 1958 году Р. Мёссбауэром [1] и ныне известно как *эффект Мёссбауэра*. В стандартной геометрии пропускания *гамма-резонансный спектр* представляет собой зависимость числа гамма-квантов, прошедших через исследуемый образец, от скорости движения источника. Резонансу соответствует скорость  $V_{рез} = c \frac{E_0^a - E_0^s}{E_0^s}$ , где  $E_0^s$  и  $E_0^a$  - энергии ядерного перехода в источнике и поглотителе; при этой скорости число прошедших через поглотитель гамма-квантов минимально. Кроме того, резонанс характеризуется шириной резонансной линии, определяемой соотношением  $\Delta V = 2c\Gamma/E_0^s$  (для тонких поглотителей и в предположении, что естественные ширины линии излучения/поглощения ядер в источнике и поглотителе совпадают,  $\Gamma^s = \Gamma^a = \Gamma$ ). Относительная точность определения энергий ядерных переходов в поглотителе, обусловленных сверхтонкими взаимодействиями, определяется в этом случае отношением  $\Gamma/E_0^s$ . Последнее имеет, например, для мессбауэровского изотопа  $^{57}\text{Fe}$  значение  $10^{-13}$ , что и объясняет столь широкое применение ГРС на этом изотопе для изучения тонких особенностей микроструктуры твердых тел. Описанный здесь гамма-резонансный спектр есть, по сути, *энергетический спектр*, скорость источника служит лишь как средство изменения энергии излучаемых источником гамма-фотонов.

Вместе с тем, измерение энергетических спектров не единственный способ извлечения информации из мессбауэровских экспериментов. Существует не менее информативная экспериментальная методика, основанная на измерении *временной зависимости* интенсивности мессбауэровского излучения источника, прошедшего через образец, содержащий резонансные ядра. Эта методика была известна в ядерной спектроскопии - задолго до появления эффекта Мёссбауэра - под названием методика *задержанных совпадений*. Применительно к гамма-резонансным исследованиям она получила названия *мессбауэровская спектроскопия задержанных совпадений* (Coincidence Mössbauer Spectroscopy [2]) или *временная мессбауэровская спектроскопия* (Time Domain Mössbauer Spectroscopy).

## 2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ МЕТОДА ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ

Последовательность ядерных превращений радиоактивных элементов довольно часто содержит смежные гамма переходы, один из которых является мёссбауэровским. Безотдачное излучение на таком переходе обычно используется в качестве излучения источника в традиционных мёссбауэровских экспериментах по поглощению. При этом измеряются энергетические (частотные) мессбауэровские спектры. Наряду с этим такие источники (примерами могут служить  $^{57}\text{Co}$  (Fe),  $^{151}\text{Gd}$  (Eu),  $^{125}\text{Sb}$  (Te)) могут быть использованы в мессбауэровской спектроскопии задержанных совпадений, для получения временных мессбауэровских спектров. Обсудим такую возможность на примере  $^{57}\text{Co}$ , используемого в качестве источника мессбауэровского излучения в экспериментах с  $^{57}\text{Fe}$ . Схема распада  $^{57}\text{Co}$  показана на рис 1.

После электронного захвата  $^{57}\text{Co}$  превращается в  $^{57}\text{Fe}$  с энергией возбуждения 136.4 keV. Далее следуют два последовательных гамма перехода с энергиями 122 keV и 14.4 keV. Последний из этих переходов является мессбауэровским. Таким образом, появлению ядра в состоянии 14.4 keV предшествует излучение гамма фотона с энергией 122 keV (фотон №1). Момент регистрации фотона №1 может быть использован как начало отсчета при временном описании излучения фотона на переходе 14.4 keV (фотона №2). Экспериментальная установка работает таким образом, что она включается в момент ( $t_1$ ) регистрации фотона №1 (START сигнал) и выключается в момент ( $t_2$ ) регистрации фотона №2 (STOP сигнал). Этот цикл повторяется огромное число раз, приводя каждый раз, вообще говоря, к различным значениям *времени задержки*  $t = t_2 - t_1$  и к *условной вероятности* обнаружения фотона №2 в зависимости от времени задержки  $p(2, t | 1, 0)$ .

В тривиальном случае, когда мёссбауэровское излучение идет от источника непосредственно на детектор, величину  $p(2, t | 1, 0)$  легко определить, как следствие экспоненциального закона распада ядер  $dN / dt = -\lambda N$  с постоянной распада  $\lambda$ . Вероятность регистрации фотона при ядерном распаде можно определить соотношением:

$$p(2, t | 1, 0) dt \approx - dN / dt dt = \lambda \exp -\lambda t dt .$$

На рис. 2 сплошной линией представлена экспонента, а точками *экспериментальный* временной спектр распада первого возбужденного состояния ядра  $^{57}\text{Fe}$ . Следует отметить, что измерения методом задержанных совпадений требуют использование источника с малой активностью, чтобы среднее время между двумя последующими распадами, должно быть больше времени жизни ядра в изомерном состоянии (порядка 100 нсек для уровня с энергией 14.4 keV).

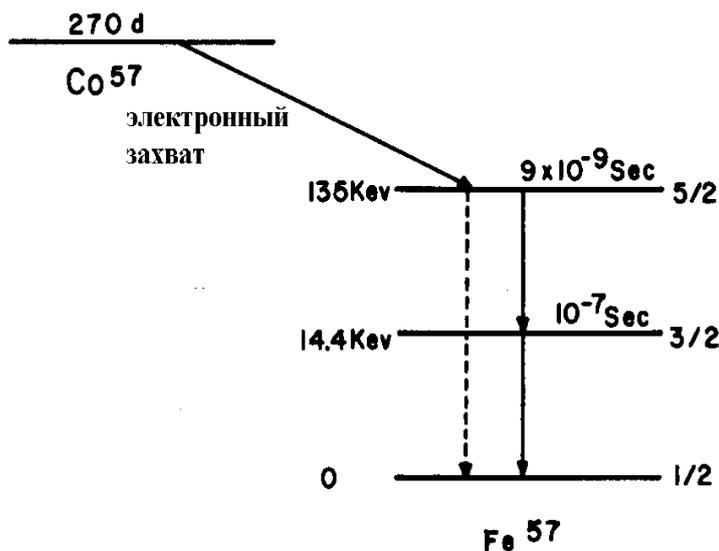


Рис. 1. Схема распада  $^{57}\text{Co}$

Теперь предположим, что между источником и детектором фотонов №2 (детектором 2) помещен исследуемый образец (поглотитель с резонансными ядрами). В этом случае число гамма фотонов, зарегистрированных детектором 2, как функция времени запаздывания, уже не описывается экспоненциальным законом. Рассмотрим формирование временной зависимости интенсивности прошедшего через образец резонансного излучения (*временного мессбауэровского спектра*) и какую информацию можно извлечь из таких спектров. Классические методы описания таких временных мессбауэровских спектров были разработаны еще в начале 60-х годов [3] в связи объяснением экспериментальных данных со стандартными мессбауэровскими источниками. Позднее, в работах Кагана и др. [4], Ханнона и Траммея [5-7] эти методы получили значительное развитие применительно к экспериментам с использованием синхротронного излучения. С помощью методики задержанных совпадений были обнаружены новые интересные эффекты; как ускорение распада ядерного эксци-

тона (speed-up of initial decay) [2-3], квантовые биения [8-10], усиление когерентного канала рассеяния [11], связанные с когерентным характером рассеяния падающего резонансного излучения в направлении вперед (forward scattering).

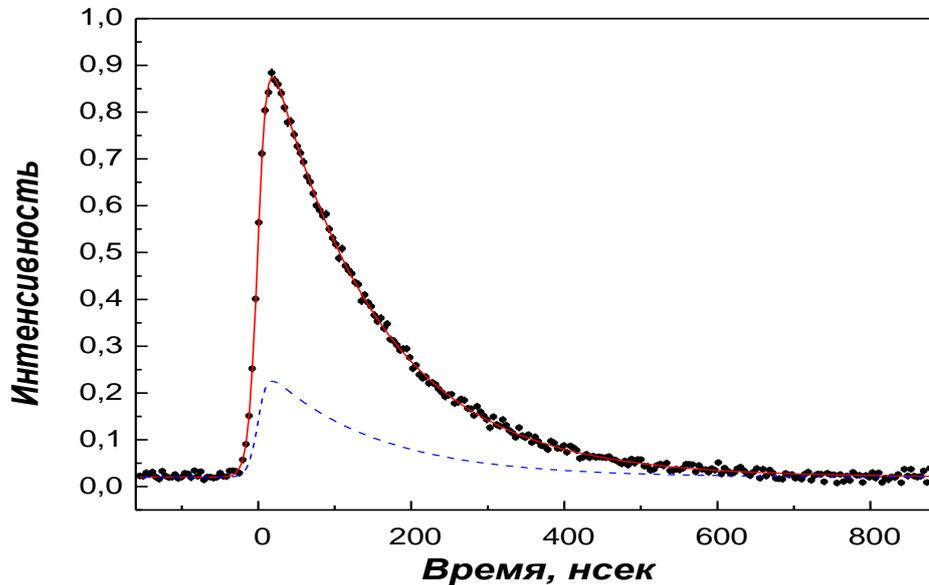


Рис. 2. Кривая распада возбужденного состояния  $I = 3/2$  (14.4 keV) ядра  $^{57}\text{Fe}$ . Сплошной линией представлен результат подгонки экспоненциальной функцией с константой распада равной 140.(9) нсек

С классической точки зрения возбужденное состояние на мёссбауэровском переходе можно представить как затухающий осциллятор, электрическое поле которого можно выразить полем излучения на расстоянии  $z$  от распадающегося ядра:

$$E(z, t) = E_0 e^{i(\omega_0 t - kz) - \frac{\Gamma t}{2}} = e^{-ikz} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} dt, \quad (1)$$

где  $\omega_0 = E_0^S / \hbar$  - угловая частота фотона,  $k$  - волновой вектор,  $Oz$  - направление распространения. Связь переменной  $t$  с упомянутыми выше моментами времени  $t_1$  и  $t_2$  следующая:  $t = t_2 - t_1$ ,  $t_1 = 0$ . Фурье образ такого поля  $E(\omega)$  (см. (1)) равен:

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_0 e^{i\omega_0 t - \frac{\Gamma t}{2}} e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\pi i} \cdot \frac{E_0}{(\omega - \omega_0) - i\Gamma / 2}. \quad (2)$$

Следовательно, частотный спектр такого излучения может быть представлен как:

$$I(\omega) = |E(\omega)|^2 = \frac{E_0^2}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma / 2)^2},$$

т.е. спектр описывается функцией Лоренца с максимумом интенсивности при  $\omega = \omega_0$  и с шириной на полувысоте равной  $\Gamma$ . Причем связь между константой распада,  $\lambda$ , и с шириной линии определяется выражением:  $\Gamma \approx \hbar\lambda$ .

Предположим, что излучение от источника падает на поглотитель в направлении нормали к нему и проникает в поглотитель в точке  $z = 0$ . Позади поглотителя с толщиной  $d$  поле (1) может быть записано в виде:

$$E(d, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{out} \omega e^{i\omega t} dt, \quad (3)$$

где учтено, что каждая Фурье компонента входного излучения подверглась преобразованию  $E \omega \equiv E_{inp} \omega \rightarrow E_{out} \omega$  в результате распространения ее в резонансной среде. Определим результат этого преобразования методами классической оптики

$$E_{out}(\omega) = e^{-ik(\omega)d} E_{inp}(\omega), \quad (4)$$

где  $k(\omega) = kn(\omega)$ ,  $n(\omega)$  - комплексный показатель преломления. Поскольку  $k(\omega)$  комплексная величина, каждая Фурье компонента входного сигнала  $E_{inp}(\omega)$  должна испытывать изменение фазы и поглощение при прохождении поглотителя, зависящие от частоты. Пользуясь представлениями оптики резонансных сред, для мёссбауэровского поглотителя с единственным ядерным переходом  $\hbar\omega_0$  и с естественной шириной линии поглощения  $\Gamma$ , можно получить комплексный показатель преломления следующего вида [12]:

$$n(\omega) = 1 + \frac{N_0 f_{LM} \sigma_0}{2k} \cdot \frac{\Gamma / 2}{\omega - \omega_0 - i \cdot \Gamma / 2}, \quad (5)$$

где  $f_{LM}$  - фактор Лэмба-Мёссбауэра,  $\sigma_0$  - сечение резонансного поглощения,  $N_0$  - число резонансных ядер в единице объема. Рассмотрим в качестве примера прохождение мессбауэровского излучения ( $^{57}\text{Co}$ ) через фольгу нержавеющей стали. Тогда  $\sigma_0 = 2.46 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $f_{LM} = 0.77$ ,  $N_0 \approx 1.85 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $\beta = N_0 f_{LM} \sigma_0 d$  - эффективная толщина образца. На

рис. 3а показана частотная зависимость реальной части  $kn(\omega)d$  (сдвиг фазы) для образцов с различной эффективной толщиной  $\beta = N_0 f_{LM} \sigma_0 d$ . Как видно, сдвиг фазы имеет дисперсионный характер и для частот, прилегающих к резонансной частоте; этот сдвиг тем больше, чем толще поглотитель, хотя при точном резонансе фаза не меняется. Аналогичная зависимость от эффективной толщины имеет место и для мнимой части показателя преломления, определяющей коэффициент поглощения (Рис. 3б). Поглощение тем больше, чем больше  $\beta$ , и оно достигает максимума для каждого значения  $\beta$  в точке резонанса.

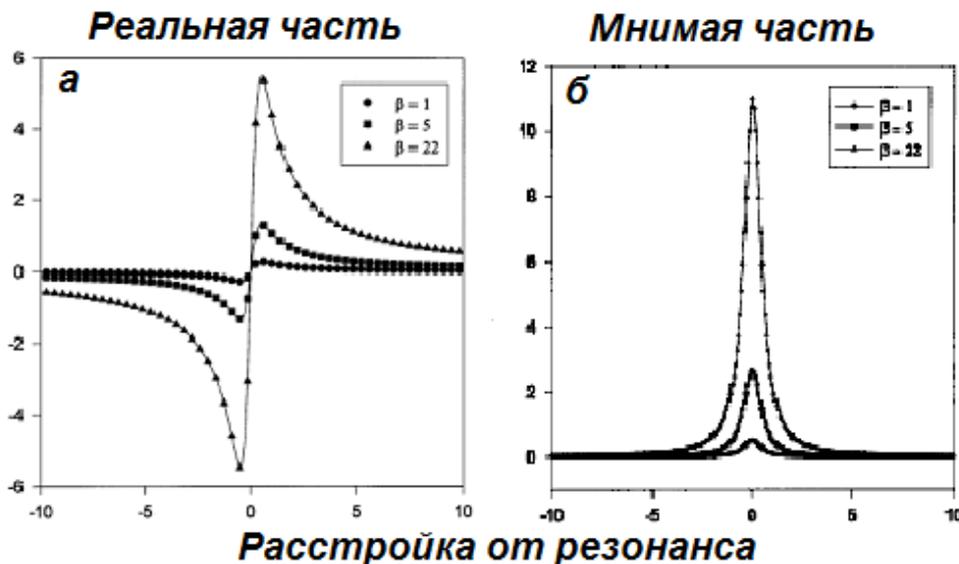


Рис. 3. Частотная зависимость  $kn(\omega)d$  в единицах  $\Gamma$ . *a* – реальная часть показателя преломления, *б* – мнимая часть

Выражения (1)-(5) позволяют вычислить как энергетические мессбауэровские спектры поглощения, так и временные мессбауэровские спектры для различных толщин поглотителя. Формирование энергетических спектров поглощения было подробно рассмотрено нами в предыдущем методическом пособии [13]. Была показана зависимость формы спектра поглощения от эффективной толщины поглотителя. Кроме спектра поглощения (как функции скорости источника) интерес может представить также спектр, прошедшего через поглотитель излучения при постоянной скорости источника. Форма спектра прошедшего излучения отражает то, что его различные Фурье компоненты поглощаются в различной степени. Видно (рис. 4 а), что при увеличении эффективной толщины поглотителя

$\beta$  форма спектра излучения насыщается; начинают проявляться эффекты, известные в оптике [14] как эффекты “выжигания дырки” (“hole burning”) и “обращения” (“self-inversion”).

Теперь обратимся к временным спектрам. Нам необходимо в соответствии с тем, что уже обсуждалось выше, определить вероятность регистрации фотона №2 детектором 2, находящимся за поглотителем, в зависимости от интервала времени, прошедшего с момента регистрации фотона №1. Такая вероятность определяется возведением в квадрат по модулю поля излучения, прошедшего поглотитель толщиной  $d$ . Это поле определяется выражением (3);  $E(d, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{out} \omega e^{i\omega t} dt$ , где  $t \equiv t_{21}$  интервал

времени между наблюдениями фотонов 1 и 2,  $E_{out} \omega$  задает изменившуюся Фурье компоненту излучения согласно (4). Искомая вероятность равна:

$$P(d, t) = |E(d, t)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{out} \omega e^{i\omega t} dt \right|^2. \quad (6)$$

Легко видеть, что это выражение в тривиальном случае (в отсутствии поглотителя,  $d \rightarrow 0$ ) сводится к известному результату:

$$P(0, t) = \left| E_0 e^{i(\omega_0 t - kz) - \frac{\Gamma}{2} t} \right|^2 = |E_0|^2 e^{-\Gamma t}, \quad (6a)$$

т.е. к экспоненциальной зависимости вероятности регистрации от времени, что и следовало ожидать, поскольку в этом случае  $E_{out}(\omega) = E_{inp}(\omega)$  (см. (4)). Результаты расчетов, проведенных в работе [12] по формуле (6) для значений эффективной толщины  $\beta = 0, 1, 5, 22$  и  $f_{LM} = 1$  для источника и поглотителя, приведены на рис. 4б (алгоритм расчетов приведен ниже). Из рис 4б видно, что большим значениям  $\beta$  соответствует более быстрый спад кривой распада на начальном участке (speed-up of initial decay) временного спектра и появление её осцилляторной составляющей.

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА, ФОРМА ВРЕМЕННОГО СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ

Зависимость интенсивности прошедшего через поглотитель резонансного излучения от времени была впервые рассмотрена теоретически и

продемонстрирована экспериментально в работе [3]. Задача была решена с использованием метода показателя преломления, причем поглотитель рассматривался как набор резонансных осцилляторов.

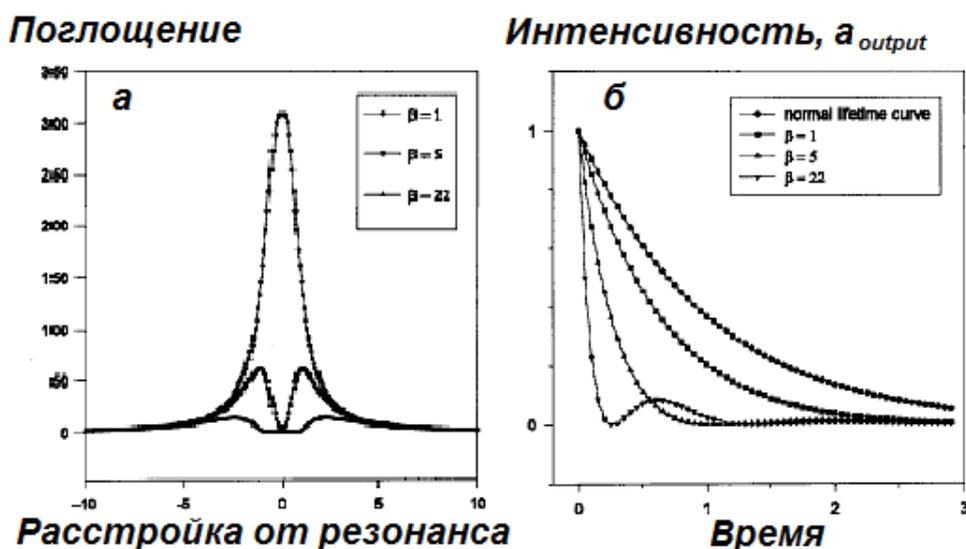


Рис. 4. Интенсивность выходного сигнала для поглотителей с разной эффективной толщиной. *a* - частотная зависимость в единицах  $\Gamma$ ; *б* – временной спектр задержанных совпадений в единицах  $\tau$ .

Интенсивность спонтанного излучения ядра в источнике экспоненциально уменьшается со временем, что может быть легко проверено на эксперименте. Но если между ядром и детектором находится резонансный поглотитель, то вероятность регистрации фотона на детекторе меняется со временем по другому закону. Теперь вероятность регистрации уменьшается быстрее, а иногда временная зависимость имеет немонотонный характер (см. рис. 4б). В этом разделе ставится задача объяснить причины (механизмы) изменений ожидаемой экспоненциальной временной зависимости.

Согласно [3] временная зависимость интенсивности прошедшего через резонансный поглотитель излучения может быть описана классической теорией. Представим мёссбауэровские ядра в поглотителе как затухающие осцилляторы с коэффициентом затухания  $\Gamma$  и колеблющиеся с частотой  $\omega_0$ . Излучение мёссбауэровского источника определим выражением (электрическое поле обозначим далее для удобства как  $E(t) = a(t)$  и предполагаем, что  $E_0 = 1$ ):

$$a(z,t) = e^{-ikz+i\omega_0 t - \Gamma t/2} = e^{-ikz} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega a(\omega) e^{i\omega t} = e^{-ikz} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{e^{i\omega t}}{\omega - \omega_0 - i\Gamma/2}. \quad (7)$$

Влияние среды при прохождении гамма кванта можно учесть, вводя показатель преломления  $n$   $\omega$ , как это используется в оптике. Каждая монохроматическая компонента  $a(\omega)e^{i\omega t}$  вызывает вынужденные колебания резонаторов среды. Комплексную диэлектрическую постоянную можно записать в виде

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{r}{\omega_0'^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}. \quad (8)$$

Здесь  $\omega_0'$  – резонансная частота поглотителя. Из уравнения (8) следует, что волновой вектор излучения в поглотителе будет равен

$$k \omega = \frac{\omega n}{c} = \left( \frac{\omega}{c} \right) \sqrt{1 + \frac{r}{\omega_0'^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}}. \quad (9)$$

Легко заметить, что второе слагаемое под корнем пропорционально длине волны излучения. Для мёссбауэровского излучения эта величина порядка  $10^{-8}$  см, поэтому мы можем разложить (9) по малому параметру, оставив только первый значимый член. Прохождение излучения через поглотитель приведет к замене  $a(\omega)$  в (7) на  $a'(\omega)$ , где

$$a'(\omega) = e^{-ik(\omega)d} a(\omega) = a(\omega) e^{-\frac{2ib\omega}{\omega_0'^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}}. \quad (10)$$

Здесь  $b = rd/4c$  – константа. В случае резонанса, то есть когда  $\omega = \omega_0'$ ,

$$a'(\omega_0') = a(\omega_0') e^{-\frac{2b}{\Gamma}},$$

и интенсивность прошедшей гармоники излучения в максимуме линии будет равна  $|a'(\omega_0')|^2 = |a(\omega_0')|^2 \exp -4b/\Gamma$ . С другой стороны эта же ин-

тенсивность определяется более привычным выражением; следовательно

$$|a'(\omega_0')|^2 = |a(\omega_0')|^2 \exp -N_0 \sigma_0 f_{LM} d, \quad \text{следовательно}$$

$$b = \frac{N_0 d \sigma_0 f_{LM} \Gamma}{4} = \frac{n \sigma_0 f_{LM} \Gamma}{4} = \frac{\beta \Gamma}{4}, \quad \beta = n \sigma_0 f_{LM} \text{ – эффективная толщина}$$

поглотителя,  $n$  – число резонансных ядер на единицу площади поглотителя. Комбинируя формулы (10) и (7) можно найти, что временная зависи-

мость прошедшего излучения определяется выражением (с точностью до множителя  $e^{-ik(z+d)}$ ):

$$a'(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{e^{i\omega t}}{\omega - \omega_0 - i\Gamma/2} e^{\frac{2ib\omega}{\omega^2 - \omega_0'^2 - i\omega\Gamma}}. \quad (11)$$

Этот интеграл можно вычислить с помощью теории вычетов, используя контур интегрирования в виде полуокружности в верхней плоскости комплексной плоскости  $\omega$ . Экспонента под интегралом имеет расходимость, когда  $\omega = \pm\omega_0' + i\Gamma/2$ . Но легко показать, что вклад от полюса  $\omega = -\omega_0' + i\Gamma/2$  содержит множитель  $\Gamma/\omega_0'$ , что позволяет пренебречь этой компонентой, поскольку  $\omega_0' \gg \Gamma$ . Поэтому с большой точностью можно переписать (11) как:

$$\begin{aligned} a'(t) &= \frac{1}{2\pi i} \oint d\omega \frac{e^{i\omega t}}{\omega - \omega_0 - i\Gamma/2} \cdot \exp\left[\frac{ib}{\omega - \omega_0 - i\Gamma/2}\right] \equiv \\ &= \frac{1}{2\pi i} \left[ \oint_{\omega_0 + i\Gamma/2} G d\omega + \oint_{\omega_0' + i\Gamma/2} G d\omega \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Введем для первого интеграла  $z = \omega - \omega_0 - i\Gamma/2$ , тогда

$$I_1 = \frac{1}{2\pi i} \oint_{\omega_0 + i\Gamma/2} G d\omega = \frac{1}{2\pi i} e^{i\omega_0 t - \Gamma t/2} \oint_{z=0} \frac{dz}{z} e^{itz} e^{\frac{ib}{z + \omega_0 - \omega_0}} = e^{i\omega_0 t - \frac{\Gamma t}{2} + \frac{ib}{\omega_0 - \omega_0}}. \quad (13)$$

Для второго интеграла предположим  $z = \omega - \omega_0' - i\Gamma/2$ , что приведет к

$$\begin{aligned} I_2 &= \frac{1}{2\pi i} \oint_{\omega_0' + i\Gamma/2} G d\omega = \frac{1}{2\pi i} e^{i\omega_0' t - \Gamma t/2} \oint_{z=0} \frac{dz}{z + \omega_0' - \omega_0} e^{i\left(tz + \frac{b}{z}\right)} = \\ &= -\frac{1}{2\pi i} e^{i\omega_0' t - \Gamma t/2} \oint \sum_{n=0}^{\infty} dz \frac{z^n}{(\omega_0 - \omega_0')^{n+1}} e^{i\left(tz + \frac{b}{z}\right)}. \end{aligned} \quad (14)$$

Используя производящую функцию для функций Бесселя

$$e^{x \frac{1}{u} - \frac{1}{u}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} u^m J_m(x), \quad (15)$$

можно показать, что

$$e^{i\left(tz + \frac{b}{z}\right)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \left(\frac{t}{b}\right)^{m/2} z^m J_m(2\sqrt{bt}). \quad (16)$$

Подставляя последнее в выражение (14), получаем

$$I_2 = \frac{1}{2\pi i} \oint_{\omega_0 + i\Gamma/2} G d\omega = -e^{i\omega_0 t - \Gamma t/2} \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{ib}{\omega_0 - \omega_0'} \right)^{n+1} (bt)^{-\frac{n+1}{2}} J_{n+1}(2\sqrt{bt}) =$$

$$= -I_1 - e^{i\omega_0 t - \Gamma t/2} \sum_{n=1}^{\infty} S_n = -e^{i\omega_0 t - \Gamma t/2} \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_n - \sum_{n=-\infty}^0 S_n \right], \quad (17)$$

где  $S_n = \left( \frac{ib}{\omega_0 - \omega_0'} \right)^n (bt)^{-\frac{n}{2}} J_n(2\sqrt{bt})$ . Таким образом, в этом случае мы получаем:

$$a'(t) = e^{i\omega_0 t - \Gamma t/2} \sum_{n=-\infty}^0 \left( \frac{ib}{\omega_0 - \omega_0'} \right)^n (bt)^{-\frac{n}{2}} J_n(2\sqrt{bt}) =$$

$$e^{i\omega_0 t - \Gamma t/2} \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{i(\omega_0 - \omega_0')}{b} \right)^n (bt)^{\frac{n}{2}} J_n(2\sqrt{bt}). \quad (18)$$

Введем обозначения  $\Delta\omega = \omega - \omega_0'$  – расстройка от резонанса,  $T = \Gamma t$  и  $\beta = 4b/\Gamma$ . Для больших значений  $\Delta\omega = \omega - \omega_0'$ , т.е. при  $2\Delta\omega\beta^{1/2}T^{1/2} / \beta\Gamma > 1$  удобно найти выражение для  $a'(t)$  комбинируя (13) и первое равенство в выражении (17). В этом случае можно получить

$$a'(t) = e^{i\omega_0 t - \Gamma t/2} \left\{ -e^{i\left[\frac{b}{\omega_0 - \omega_0'} + (\omega_0 - \omega_0')t\right]} + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{ib}{\omega_0 - \omega_0'} \right)^n (bt)^{-\frac{n}{2}} J_n(2\sqrt{bt}) \right\}. \quad (19)$$

Разумеется, формулы (18) и (19) удобны с точки зрения сходимости при различных значениях приведенной толщины поглотителя.

Теперь, пользуясь формулой (6) получим временную зависимость вероятности регистрации фотона №2 за поглотителем в соответствии с (18) и (19).

В первом случае, для  $2\Delta\omega\beta^{1/2}T^{1/2} / \beta\Gamma < 1$ , имеем:

$$I(T) = e^{-T} \left| \sum_{n=0}^{\infty} (i\Delta\omega / \Gamma)^n (4T / \beta)^{n/2} J_n(\sqrt{\beta T}) \right|^2. \quad (18')$$

Во втором случае, когда  $2\Delta\omega\beta^{1/2}T^{1/2} / \beta\Gamma > 1$ , приходим к выражению:

$$I(T) = e^{-T} \left| -\exp\{i[(\Delta\omega T / \Gamma) + (\Gamma\beta / 4\Delta\omega)]\} + \right.$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} (i\beta\Gamma / 4\Delta\omega)^n (\beta T / 4)^{-n/2} J_n(\sqrt{\beta T}) \Big|^2. \quad (19')$$

Такие же выражения были получены Харрисом [17] путем квантово-механических расчетов.

Следует отметить, что эти выражения могут быть обобщены на случай, когда источник и поглотитель характеризуются разными параметрами естественного уширения. Вводя параметр  $Q = \Gamma_{исч} / \Gamma_{ног}$  и полагая  $\Gamma_{исч} = \Gamma$  выражения (18') и (19') можно переписать:

$$I^*(T) = e^{-T/Q} \left| \sum_{n=0}^{\infty} W^n (4T / \beta Q)^{n/2} J_n(\sqrt{\beta T / Q}) \right|^2, \quad (18'')$$

где  $W = i\Delta\omega Q / \Gamma_0 - (Q - 1) / 2$ ,

$$I^*(T) = e^{-T/Q} \left| -\exp(WT - \beta / 4W) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1/W)^n (\beta Q / 4T)^{n/2} J_n(\sqrt{\beta T / Q}) \right|^2. \quad (19'')$$

Поскольку на практике излучение источника на  $(1 - f_s)$  часть состоит из квантов испущенных с отдачей, временная зависимость прошедшего через поглотитель излучения определяется выражением

$$I_{total} T = (1 - f_s) e^{-T} + f_s I(T), \quad (20)$$

где  $f_s$  – фактор Лэмба-Мёссбауэра для ядер источника. Для большинства коммерческих источников этот параметр представляется производителем, или известен из литературы [19].

На рис. 5 приведены редуцированные временные зависимости прошедшего излучения,  $I_R = e^T \cdot I_{total}(T)$ , для поглотителей с разной эффективной толщиной, когда излучение источника находится в резонансе с линией поглощения, т.е.  $\Delta\omega=0$ . Представленные кривые рассчитаны с помощью выражения (20) учитывая временное разрешение экспериментальной аппаратуры для случая использования источника с фактором Лэмба-Мёссбауэра,  $f_s$ , равным 0.76, что типично для коммерческих мёссбауэровских источников, например  $Co^{57}$  в матрице родия.

Временная зависимость излучения, прошедшего через поглотитель, заметно отличается от экспоненциальной зависимости, присущей для излучения источника (см. Рис. 5 для  $\beta = 0$ , экспериментальная зависимость приведена на Рис. 2). В первоначальный момент времени после распада

возбужденного состояния, передний фронт падающего излучения проходит через поглотитель без заметных искажений.

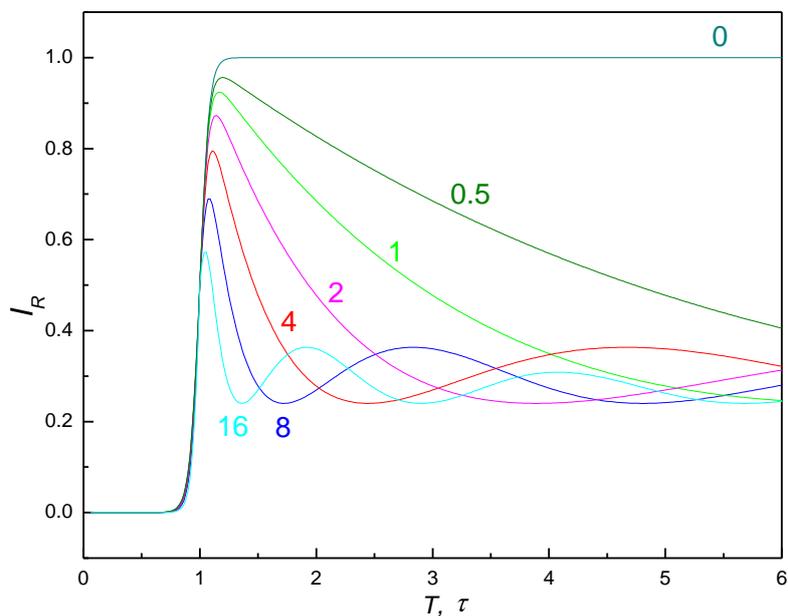


Рис. 5. Редуцированные временные зависимости прошедшего излучения  $I_{total} \cdot e^T$  для поглотителей с разной эффективной толщиной 0.0, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 16.0.  $\Delta\omega=0$

По мере увеличения числа поглощающих центров (т.е. увеличения эффективной толщины поглотителя) ширина этой части излучения уменьшается и появляется осциллирующая компонента излучения, положения минимумов и максимумов которой зависят от толщины поглотителя и расстройки от резонанса  $\Delta\omega$ . Такое поведение прошедшего излучения обусловлено интерференцией падающего резонансного излучения с рассеянным вперед когерентным излучением.

С точки зрения квантовой механики такое поведение временной зависимости прошедшего через поглотитель резонансного излучения можно объяснить таким образом. Мёссбауэровский фотон от источника может поглотиться различными ядрами в поглотителе, чтобы через некоторое время переизлучиться в направлении детектора. Это есть процесс рассеяния фотона в направлении вперед. В то же время мы имеем здесь дело с однофотонным экспериментом. Следовательно, мы должны говорить о возможных амплитудах (вероятности) рассеяния одного и того же фотона,

а не о реальных актах рассеянии на различных ядрах. Поскольку нам неизвестно, на каком ядре может произойти рассеяние, необходимо сложить все возможные амплитуды рассеяния на различных ядрах, после чего к полученной сумме добавить амплитуду вероятности прихода фотона без взаимодействия с поглотителем, и результат возвести в квадрат. Детектирование фотона можно представить также как регистрацию излучения, формируемого при распаде ядерного экситона - коллективного возбужденного состояния ядерного ансамбля. С точки зрения квантовой механики волновая функция ядерного экситона есть линейная комбинация всевозможных произведений волновых функций ядер, таких, что в каждом из слагаемых состояние только одного ядра является возбужденным. В этом случае мы знаем, что одно из ядер ансамбля возбуждено, но не знаем, какое ядро возбуждено. Результатом интерференции множества неразличимых амплитуд является более быстрый спад временной зависимости на начальном участке (по сравнению с экспоненциальной кривой распада возбужденного состояния ядра) и появление осцилляторной составляющей с ростом толщины поглотителя (см. рис. 5 и 6).

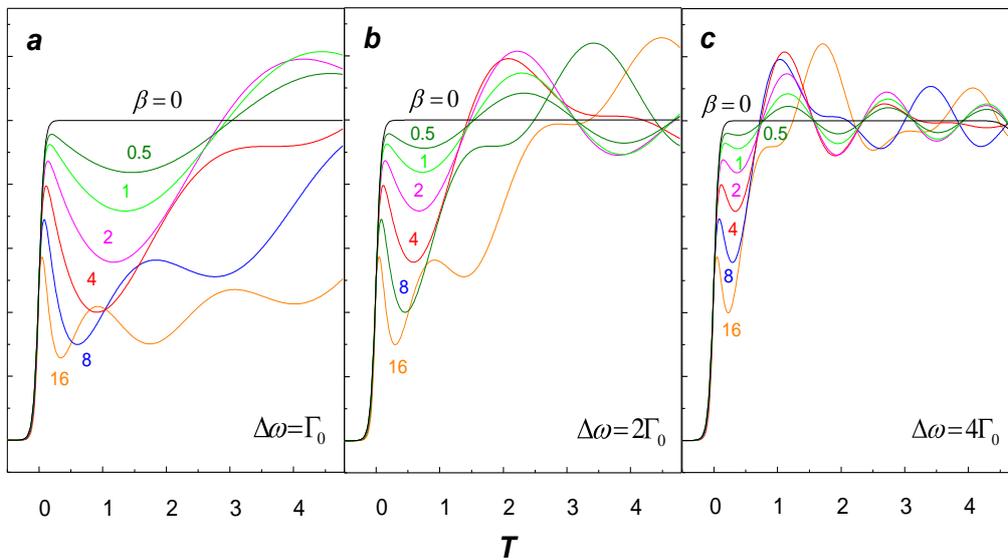


Рис. 6. Редуцированные временные зависимости прошедшего излучения  $I_{total} \cdot e^T$  для поглотителей с разной эффективной толщиной и разной расстройкой от резонанса (а –  $\Delta\omega = \Gamma$ , б -  $\Delta\omega = 2\Gamma$ , с -  $\Delta\omega = 4\Gamma$ )

Наиболее характерная особенность приведенных зависимостей – это их чрезвычайная чувствительность к эффективной толщине поглотителя,  $\beta$ ,

что может быть использовано для экспериментального определения фактора Лэмба-Мессбауэра, поскольку  $f_{LM} = \frac{\beta}{N_0 \sigma_0 d}$ .

На рис. 6 приведены редуцированные модельные спектры,  $I_{total} \cdot e^T$ , для поглотителей с разной толщиной при расстройке от резонанса на  $\Gamma$ ,  $2\Gamma$  и  $4\Gamma$ . Как видно, временные спектры тоже богаты структурными особенностями, что позволяет однозначно определять не только эффективную толщину поглотителя, но и энергетический сдвиг между линией испускания источника и линией поглощения, т.е. расстройку  $\Delta\omega$ . Эта особенность временной спектроскопии может быть использована для изучения мессбауэровского резонанса на долгоживущих изомерных состояниях, когда наблюдение  $\gamma$ -резонанса путем доплеровской модуляции электро-механического типа практически невозможно. Как мы видим (Рис. 7), даже в случае неподвижно закрепленных источнике и поглотителе, временные спектры несут информацию о расстройке от резонанса,  $\Delta\omega$ , и вероятности эффекта Мессбауэра,  $f_{LM}$ .

### **3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ В ЯДЕРНОМ ГАММА РЕЗОНАНСЕ**

Временные измерения, прошедшего через поглотитель резонансного излучения, методом задержанных совпадений целесообразно проводить с помощью точечных мессбауэровских источников с малой активностью (например,  $^{57}\text{Co}$  в матрице родия с активностью порядка 50 кБк). Схема распада ядра  $^{57}\text{Co}$  приведена на рис. 1. В результате распада излучаются гамма кванты с энергиями 136.4 keV (9%), 122 keV (91%) и за счет распада возбужденного состояния со спином  $I=3/2$  - излучение с энергией 14.4 keV. Как мы уже отмечали выше, момент регистрации 122 keV фотона, свидетельствующий о формировании возбужденного состояния ( $I=3/2$ ), может быть использован как метка времени для метода задержанных совпадений.

Прежде чем приступить к рассмотрению экспериментальной техники метода задержанных совпадений, введем некоторые определения и описание составных её элементов. Основным элементом в ней является простая схема совпадений. Задача схемы совпадений заключается в том, чтобы выделять случаи одновременного поступления импульсов на входы

и сигнализировать о таком событии. Таким образом, *схема совпадений* – это электронное устройство, служащее для выделения из совокупности поступающих на него сигналов (электрических импульсов) только таких, которые полностью либо частично перекрываются (совпадают) во времени. Она представляет собой коммутирующее устройство дискретного действия с несколькими входами и одним выходом, сигнал на котором появляется только тогда, когда есть сигналы на всех входах одновременно.

Схемы совпадений характеризуются следующими основными параметрами: разрешающим временем  $\tau_p$  (максимальный временной сдвиг между входными сигналами, при котором они регистрируются как одновременные), чувствительностью (минимальный уровень входных сигналов, поступающих одновременно на все входы схемы совпадений, мёртвым временем (минимальное время между двумя последовательными срабатываниями схемы совпадений). Кроме собственно узла совпадения, в состав схемы совпадений входят пороговые формирующие элементы и выходной дискриминатор (для схемы совпадений с  $\tau_p < 10$  нсек характерно совмещение функциональных элементов в одном конструктивном узле).

В состав схемы совпадений входят также времязадающие элементы, определяющие моменты поступления сигналов. Обычно это формирователи коротких импульсов, состояние которого скачкообразно изменяется при внешнем воздействии вследствие лавинообразных процессов, развивающихся в устройстве благодаря наличию в нём сильной положительной обратной связи. Внешнее воздействие является спусковым (запускающим, стартовым) сигналом; скачок состояния наступает всякий раз, как только запускающий сигнал достигает некоторого уровня, называемого порогом срабатывания.

Большое число задач связано с исследованием временного распределения импульсов, т.е. с определением зависимости числа импульсов в функции от момента их появления,  $n = f(t)$ . В экспериментах, где изучается временное распределение между парами сравнительно редко возникающих событий, часто используется *метод задержанных совпадений*. Принцип метода состоит в том, что опережающие импульсы задерживаются на определённое время, и производится регистрация числа совпадений их с отстающими импульсами.

Как упоминалось выше, метод задержанных совпадений может быть использован, например, для определения времени жизни возбужденного

мессбауэровского уровня ( $I=3/2$ ) изотопа  $^{57}\text{Fe}$ . При этом используется тот факт, что переход ядра в возбуждённое состояние сопровождается вылетом кванта с энергией 122 кэВ, а последующий переход в основное состояние связан с испусканием резонансного  $\gamma$ -кванта. Время пребывания ядра в возбуждённом состоянии мало (порядка сотни нсек) и колеблется около некоторого среднего значения. Упрощенная схема задержанных совпадений приведена на рис. 7.

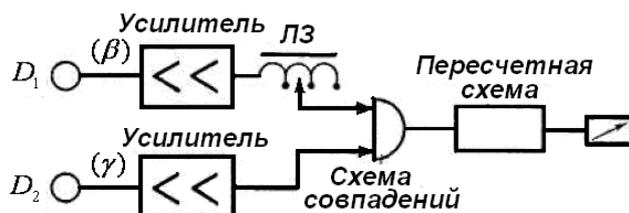


Рис. 7. Упрощенная схема задержанных совпадений.

Схема подключена к детекторам  $D_1$  и  $D_2$  и отличается от обычной схемы совпадений тем, что в канале регистрации резонансного  $\gamma$ -кванта ( $D_1$ ) имеется элемент переменной задержки – линия  $L_3$ . При проведении измерений такой схемой вначале устанавливают некоторую задержку  $t_{D1}$  и определяют число совпадений в единицу времени, затем ту же величину определяют при задержке  $t_{D2}, t_{D3}, \dots, t_{DN}$ . Результаты откладываются в виде графика  $n = f(t_D)$ , по которому и определяется время жизни возбужденного ядра. Таким образом, методом задержанных совпадений определяется число совпадений в функции от вводимой в канал задержки. Для того чтобы подобные исследования сделать более эффективными и автоматизированными, аналогичные задачи решают или с помощью многоканальных схем задержанных совпадений, или путём измерения интервалов времени между парами импульсов. В последнем случае измеряются все интервалы, и результаты измерений сортируют так, что в конечном итоге получается зависимость  $n = f(t_D)$ . Предшествующий сигнал ( $D_1$ ) принято называть START сигналом, а последующий сигнал ( $D_2$ ) – STOP сигналом. Измерение интервалов времени между импульсами START и STOP осуществляется с помощью преобразователя Время-Амплитуда (ПВА). На выходе ПВА формируется сигнал с амплитудой пропорциональной временному интервалу между импульсами. Далее этот сигнал подается на

вход многоканального амплитудного анализатора, регистр памяти которого увеличивается на +1 при регистрации импульса с амплитудой соответствующей данному каналу. Таким образом, формируется временной спектр, полученный методом задержанных совпадений. Спектр представляет собой число резонансных  $\gamma$ -квантов зарегистрированных детектором  $D_2$  в зависимости от времени после регистрации кванта с энергией 122 кэВ детектором  $D_1$ .

Блок-схема экспериментальной аппаратура, использованная в данной работе, приведена на рис. 8 и представляет собой комплекс стандартных узлов обычно используемых в мёссбауэровской спектроскопии с временной селекцией (Time-Differential Mössbauer Spectroscopy). Мёссбауэровский источник закрепляется на штоке мёссбауэровской системы движения, которая используется для настройки на резонанс линию излучения источника с линией поглощения поглотителя. Фотоны с энергией 122 keV регистрируются с помощью ФЭУ RCA 8575 со сцинтилляционным кристаллом NaI(Tl) диаметром 25 мм и толщиной 15 мм.

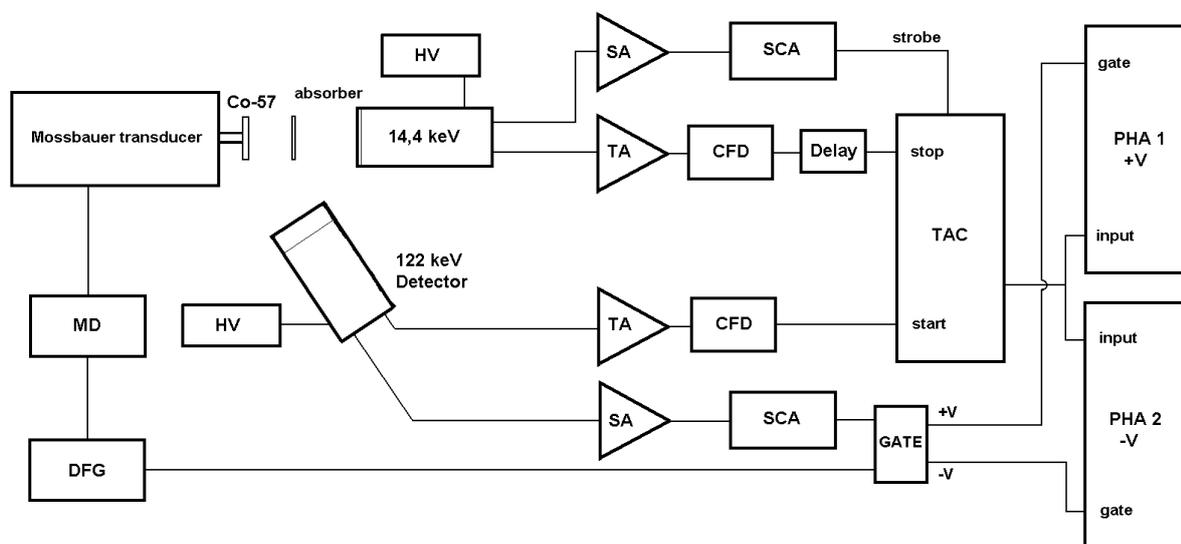


Рис. 8. Упрощенная блок-схема экспериментальной аппаратуры. Используются следующие обозначения: ТАС – преобразователь время-амплитуда; РНА – амплитудный анализатор; ТА – быстродействующий усилитель; СА – спектроскопический усилитель; СА – одноканальный анализатор; CFD – дискриминатор постоянных отношений; DFG – функциональный генератор; MD – система движения Мёссбауэровского спектрометра; HV – источник высокого напряжения.

Для ослабления низкоэнергетических фотонов на этом канале можно использовать медную фольгу толщиной 0.1 мм. Выходной сигнал с быстрого динода фотоумножителя усиливается с помощью быстродействующего усилителя (Canberra, Model 2111) и подается на вход дискриминатора постоянных отношений (Canberra, Model 2121), который вырабатывает Старт-сигнал для преобразователя время-амплитуда, ПВА, (Canberra, TAC/SCA 2145). Второй сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI(Tl) диаметром 25 мм и толщиной 0.1 мм используется для регистрации гамма фотонов с энергией 14.4 keV. Его сигнал усиливается с помощью усилителя (Canberra, Model 2121) и формирует Стоп-сигнал для преобразователя время-амплитуда с помощью дискриминатора постоянных отношений (Canberra, Model 2121). Медленный спектрометрический сигнал с этого фотоумножителя усиливается спектрометрическим усилителем и с помощью одноканального анализатора (AMP&TSCA, Model 290A, Ortec) выбираются импульсы, соответствующие фотонам с энергией 14.4 кэВ. Эти сигналы используются как строб импульсы, дающие разрешение преобразователю время-амплитуда на формирование сигнала, амплитуда которого пропорционально временному интервалу между Старт (122 keV) и Стоп (14.4 keV) импульсами. Для устранения нежелательных паразитных эффектов [23] от мягкого рентгеновского излучения и от комптоновского излучения высокоэнергичных фотонов детекторы должны быть экранированы свинцовым кожухом.

Выходные импульсы преобразователя ПВА, пропорциональные по амплитуде временному интервалу между Старт и Стоп сигналами, подаются на входы двух многоканальных анализаторов (CMCA-550, Wissel), работающих в режиме амплитудного анализа. Амплитудные (временные) спектры можно регистрировать в память того или иного многоканального анализатора в зависимости от сигнала разрешения на запись на входе "Gate", поступающего от генератора системы движения и амплитудного дискриминатора, выбирающего импульсы от фотонов с энергией 122 keV. Система движения должна работать в режиме постоянных скоростей. Таким образом, в памяти одного из анализаторов собирается временной спектр образца, когда скорость движения источника находится в резонансе с линией поглощения, а в другом, когда энергия излучения источника далека от резонанса.

Временной спектрометр (преобразователь ПВА и многоканальный анализатор, работающий в режиме амплитудного анализа) можно калиб-

ровать с помощью маркера времени (например, Tektronix RM 181) и осциллографа (Tektronix TDS 2022).

Типичный экспериментальный спектр распада возбужденного уровня  $^{57}\text{Co}$  с энергией 14.4 keV приведен на рис. 2. Математическая обработка спектра экспоненциальной функцией (ба), свернутой с распределением Гаусса, позволяет получить параметр временного разрешения спектрометра (для нашего случая порядка 9.1(5) нсек). Как видно, кривая распада соответствует экспоненциальному распаду,  $e^{-t/\tau}$ , с временем жизни возбужденного состояния,  $\tau = \hbar/\Gamma$ , равным 140.(9) нсек, что хорошо согласуется с данными предыдущих исследований.

Вышеприведенная информация по теории и экспериментальным деталям методики задержанных совпадения позволяет использовать эту методику для разнообразных исследований. Целесообразно начать практическую часть этой работы с наблюдения кривой распада мессбауэровского уровня ядра  $^{57}\text{Fe}$  (Рис. 3), и далее, получить экспериментальную зависимость временного спектра для исследуемого образца (нержавеющая сталь) с целью определения её эффективной толщины и изомерного сдвига относительно источника  $^{57}\text{Co}$  в матрице родия. Хотя эта цель лабораторной работы является наиболее простой, освоение этой методики позволит приобрести понимание и навыки экспериментальной работы, и затем применить ее для решения более сложных задач. Можно надеяться, что применение методики задержанных совпадений для определения фактора Лэмба-Мёссбауэра будет оправданным и в случаях, когда обычные мёссбауэровские методы испытывают существенные затруднения (например, долгоживущие изотопы).

## 5. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

### 5.1. Экспериментальное наблюдение временного спектра излучения источника $^{57}\text{Co}$ и спектра излучения, прошедшего через резонансный поглотитель

**Цель работы:** определение эффективной толщины исследуемой пленки и фактора Лэмба-Мёссбауэра ядер  $^{57}\text{Fe}$  в нержавеющей стали.

**Экспериментальное оборудование (см. рис. 8):** мёссбауэровский спектрометр, работающий в режиме постоянной скорости; сцинтилляци-

онный детектор и амплитудный анализатор для выделения резонансных гамма квантов ( $14.4\text{кэВ}$ ); сцинтилляционный детектор и амплитудный анализатор для регистрации гамма квантов с энергией  $122\text{кэВ}$ ; два быстрых предусилителя, два усилителя-формирователя и два дискриминатора постоянных отношений для выработки Start и Stop сигналов для преобразователя Время-Амплитуда; преобразователь Время-Амплитуда со входом для строб-сигналов, дающих информацию для записи измеренного интервала по приходу сигнала с одноканального анализатора резонансных квантов  $14.4\text{кэВ}$ ; амплитудный анализатор со входом для разрешения записи зарегистрированного сигнала: программное обеспечение и компьютер для управления мёссбауэровским спектрометром и амплитудным анализатором, вывода экспериментального спектра и математической обработки полученных результатов. Точечный мёссбауэровский источник  $^{57}\text{Co}$ . Рекомендуется выбрать источник с активностью не более  $100\text{кБк}$ . Микрометр для измерения толщины фольги или аналитические весы, позволяющие измерять с точностью  $\pm 0.1\text{мг}$ .

**Исследуемый образец:** ровная и однородная по толщине фольга нержавеющей стали толщиной  $25\text{мк}$ .

## 5.2. Последовательность выполнения работы:

1. Включить мёссбауэровский спектрометр, питание трактов регистрации, системы формирования Start и Stop сигналов, преобразователя Время-Амплитуда, амплитудного анализатора, компьютер.
2. Установить на рекомендуемых расстояниях детекторы излучения на  $14.4\text{кэВ}$  (вдоль оптической оси) и  $122\text{кэВ}$  (под углом  $60\text{-}90$  градусов к оптической оси), держатель образца и фильтр из оргстекла для ослабления паразитного рентгеновского излучения, мёссбауэровский источник.
3. После  $20\text{-}30$  минутного прогрева аппаратуры и восстановления стабильного режима работы системы движения измеряется амплитудный спектр излучения источника.
4. Установить нижний и верхний порог дискриминации для регистрации резонансного излучения ( $14.4\text{кэВ}$ )
5. Установить нижний и верхний порог дискриминации для регистрации  $122\text{кэВ}$  излучения.

6. Настроить время-задающие цепи усилителя-формирователя и порог срабатывания дискриминатора постоянных отношений для регистрации момента появления Start (122 кэВ) и Stop (14.4 кэВ) сигналов.
7. Подать Start и Stop сигналы на соответствующие входы преобразователя Время-Амплитуда. Выходной сигнал преобразователя подсоединить к входу амплитудного преобразователя. Установка готова к работе. Начать измерения спектра распада ядер  $^{57}\text{Co}$ .
8. Полученный экспериментальный спектр (см. рис. 9) обработать методом наименьших квадратов путем свертки распределения Гаусса и экспоненциального распада. Определить постоянную распада возбужденного состояния ядра и параметр временного разрешения экспериментальной установки  $\sigma_t$ .
9. Закрепить образец нержавеющей стали на держателе.
10. Настроить скорость движения источника на линию поглощения поглотителя, чтобы  $\Delta\omega = 0$ .
11. Проверить настройку уровней дискриминаторов, и порогов срабатывания дискриминатора постоянных отношений.
12. Если настройки этих узлов настроены на регистрацию резонансных квантов и 122 кэВ излучения, начать накопление временного спектра.
13. По накоплению  $N$  отчетов на канал при котором достигнуто отношение  $\frac{N_{\max}}{\sqrt{N}} \geq 10$  остановить накопление спектра и записать спектр в память компьютера.
14. Полученный экспериментальный спектр (см. рис. 12) обработать методом наименьших квадратов, используя для фитинга выражение (5). Определить эффективную толщину поглотителя  $\beta = n\sigma_0 f_{LM}$ .
15. С помощью микрометра измерить толщину нержавеющей фольги. Используя значение плотности нержавеющей стали  $\rho = 7.8 \text{ г/см}^3$  и естественное содержание изотопа  $^{57}\text{Fe}$  (2.14%) определить  $n$  — число ядер  $^{57}\text{Fe}$  на единицу площади фольги ( $\text{см}^2$ ).
16. Определить фактор Лэмба-Мёссбауэра используя соотношение  $f_{LM} = \frac{\beta}{n\sigma_0}$ . Сечение резонансного поглощения принять равным  $\sigma_0 = 2.56 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .
17. Полученное значение сравнить с литературными данными.

18. Для закрепления изученной темы ответить на следующие вопросы и дать ответ на поставленные задачи.

### 5.3. Вопросы и задачи.

1. Благодаря каким свойствам ядра  $^{57}\text{Co}$  оказывается возможным использовать этот изотоп в экспериментах по методу задержанных совпадений.
2. Какого порядка (нсек, мсек, мсек, ...) должна быть временная шкала преобразователя Время-Амплитуда при измерениях кривой распада методом задержанных совпадений, если естественная ширина возбужденного состояния мёссбауэровского ядра порядка  $4.67 \cdot 10^{-9}$  эВ?
3. На рис. 1 показана схема распада  $^{57}\text{Co}$ . Почему переход с возбужденного уровня  $5/2$  не используется также же, как переход с уровня  $3/2$ ?
4. Предположим, что среднеквадратичные смещения ядер  $\langle x^2 \rangle$  одинаковы для изотопов, низколежащие возбужденные состояния которых имеют значения энергий 14.4 и 187 кэВ соответственно. Во сколько раз фактор Лэмба-Мёссбауэра первого изотопа больше  $f_{LM}$  второго?
5. Для каких изотопов приведены значения Мёссбауэровских переходов в предыдущей задаче?
6. Чему равна энергия отдачи изотопов, рассмотренных в задаче № 4?
7. Каким условиям должен удовлетворять источник, используемый в экспериментах с временной задержкой?

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Mossbauer, R.L.** Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in  $\text{Ir}^{191}$  // Z. Phys. 1958. Vol.151. P.124–143; Naturwiss. 1958. Vol.45.P. 538–539; Z. Naturforsch. 1959. Vol.14a. P.211.
2. **Hamil, D.W., Hoy G.R.** Coincidence-Mössbauer spectroscopy / D.W. Hamil, G.R. Hoy // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol.21. P.724–726.
3. **Lynch, F.J.** Time dependence of resonantly filtered gamma rays from  $\text{Fe}^{57}$  / F.J. Lynch, R.E. Holland, M. Hamermesh // Phys. Rev. 1960. Vol.120. P.513–520.

4. **Kagan, Yu.** On excitation of isomeric nuclear states in a crystal by synchrotron radiation / Yu. Kagan, A.M. Afanas'ev, V.C. Kohn // J. Phys. 1979. Vol.C(12). P. 615–631.
5. **Trammell, G.T.** Quantum beats from nuclei excited by synchrotron pulses / G.T. Trammell, J.P. Hannon // Phys. Rev. B. 1979. Vol.19. P.3835–3836.
6. **Hannon, J.P.** Coherent excitation of nuclei in crystals by synchrotron radiation pulses / J.P. Hannon, G.T. Trammell // Physica B . 1989. V.159. P.161–167.
7. **Hannon, J.P.** Coherent  $\gamma$ -ray optics / J.P. Hannon, G.T. Trammell // Hyperfine Interactions. 1999. Vol. 123/124. P.127–274.
8. **Perlow, G.J.** Quantum beats of recoil free gamma radiation // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol.20(13). P.896–899.
9. **Monahan, J.E.** Theoretical description of quantum beats of recoil-free  $\gamma$ -radiation / J.E. Monahan, G.J. Perlow // Phys. Rev. A. 1979. Vol.20(4). P.1499–1510.
10. **Haas, M.** Dynamical beats of forward scattered resonant synchrotron radiation as a nuclear polariton effect / M. Haas, H. Winkler // Hyperfine Interactions. 2006. Vol.167. P.855–859.
11. **Shvyd'ko, Yu.V.** Enhanced yield into the radiative channel in Raman nuclear resonant forward scattering / Yu.V. Shvyd'ko, G.V. Smirnov // J. Phys. Condens. Matter. 1992. Vol.4. P.2663–2685.
12. **Ной, G.R.** Time domain, nuclear resonant, forward scattering: classical approach // Hyperfine Interactions. 1997. Vol.107. P.381–399.
13. **Вагизов, Ф.Г.** Процессы бесфононного излучения и поглощения гамма фотонов ядрами в твердых телах / Ф.Г. Вагизов, Э.К. Садыков // Методич. пос., Институт Физики К(П)ФУ, 2011.
14. **Mossbauer, R.L.** Self-inversion of gamma lines / R.L. Mossbauer, H.E. Seelbach, B. Persson, M. Bent, G. Longworth // Phys. Lett. A. 1968. Vol. 28. P.94–97.

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Основные понятия метода задержанных совпадений	4
Теоретические основы метода, форма временного спектра излучения, прошедшего через резонансный поглотитель	9
Экспериментальная реализация метода задержанных совпадений в ядерном гамма резонансе	17
Лабораторная работа: Экспериментальное наблюдение временного спектра излучения источника $^{57}\text{Co}$ и спектра излучения, прошедшего через резонансный поглотитель.	22
Вопросы и задачи.	25
Литература	25

*Учебное издание*

**Вагизов Фарит Габдулхакович, Садыков Эдгар Камилович**

**МЕТОД ЗАДЕРЖАННЫХ СОВПАДЕНИЙ В ГАММА-  
РЕЗОНАНСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**