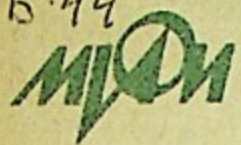


539.1
Б.44

93

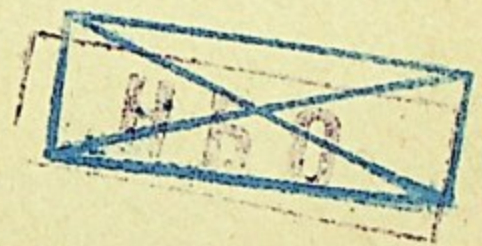


МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. Н. Беляев, Н. С. Медведева, Б. В. Соколов



ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА



МОСКВА 1986

539.1
Б-44

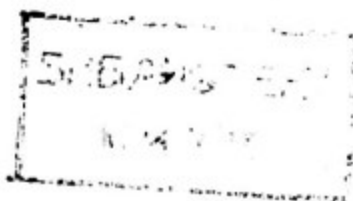
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.Н.БЕЛЯЕВ, Н.С.МЕДВЕДЕВА, Б.В.СОБОЛЕВ

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА

Утверждено
в качестве учебного пособия
редсоветом института



МОСКВА 1986

Беляев В.Н., Медведева Н.С., Соболев Б.В. Ядерно-физические методы исследования вещества. - М.: МИФИ, 1986, 72 с.

© Московский инженерно-физический институт, 1986 г.

ГЛАВА I ПОЗИТРОННАЯ ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА

Метод позитронной диагностики основан на взаимодействии низкоэнергетических позитронов с веществом. Как известно, существование позитрона было теоретически предсказано Дираком в 1930 году и экспериментально подтверждено Андерсоном в 1932 году. Вплоть до 1951 года позитронные исследования развивались в направлении дальнейшего понимания фундаментальных свойств процесса аннигиляции позитронов. В 1951 году Дейчем было экспериментально обнаружено существование электрон-позитронной системы, так называемого атома позитрония Ps и в последующих работах было показано, что характеристики процесса аннигиляции атомов позитрония всецело зависят от электронной структуры исследуемого вещества.

Важным этапом на пути становления позитронной диагностики как метода исследования вещества является изучение структурных и радиационных дефектов твердого тела. Это обусловлено наличием у позитрона положительного заряда, благодаря которому он "чувствует" эффективный локальный заряд (как положительный, так и отрицательный), вызванный наличием дефектом. При отрицательном заряде дефекта позитрон может захватываться дефектом и образовывать связанное состояние, в то время как при положительном заряде дефекта позитроны отталкиваются этим дефектом и в результате наблюдаются изменения в характеристиках процесса аннигиляции.

Достоинствами метода позитронной диагностики по сравнению с традиционными физическими методами исследования вещества являются:

- возможность проведения неразрушающих исследований;
- высокая чувствительность метода к концентрации дефектов; например, нижний предел определения концентрации вакансий составляет 10^{16} см⁻³;
- проведение измерений в широком диапазоне изменений физических условий (температуры, давления, радиационного воздействия и т.д.), в которых находится исследуемый объект.

Введение в практику позитронного метода, как и любого другого метода, сопряжено с разработкой и созданием прецизионной обработки экспериментальных данных с использованием ЭЭМ, определением точности и границ его применения.

I.I. Позитроны и позитронный метод

Позитрон - элементарная частица, относящаяся наряду с электроном, положительным и отрицательным мезонами и четырьмя разновидностями нейтрино к классу лептонов. Позитрон является античастицей по отношению к электрону, эти две частицы могут попарно аннигилировать с испусканием γ -квантов. Будучи античастицей электрона, позитрон обладает той же, что и электрон; массой:

$$m_{e^+} = m_{e^-} = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} = 0,511 \text{ МэВ},$$

тем же, но противоположным электрону по знаку, т.е. положительным, электрическим зарядом:

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГС} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}.$$

Как и для электрона, спин позитрона $s = 1/2$ (в единицах $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·с); подобно электрону и другим частицам с полуцелым спином (протон, нейтрон, мюоны), позитрон описывается статистикой Ферми-Дирака. Магнитный момент (μ) позитрона по абсолютной величине также равен электронному:

$$\mu_e = \frac{e\hbar}{2m_e c} = \mu_B,$$

где $\mu_B = 0,5788 \cdot 10^{-14}$ МэВ/Гс - магнетон Бора. Однако знаки магнитных моментов позитрона и электрона противоположны.

При радиоактивном β^- -распаде ядер сопровождением электрона служит антинейтрино $\bar{\nu}$, вылету позитрона сопутствует испускание нейтрино ν .

Испускаемые при β^+ -распаде позитроны поляризованы по направлению своего движения - их спин преимущественно ориентирован параллельно вектору импульса, при этом степень поляризации равна отношению скорости позитрона к скорости света.

В процессе аннигиляции позитрона с электроном испускаются жесткие γ -кванты, число которых может быть равно одному, двум или трем. Аннигиляция электрон-позитронной пары с испусканием одного γ -кванта возможна только при наличии третьего тела, воспринимающего импульс отдачи.

Следует особо остановиться на правилах отбора для 2 γ и 3 γ - аннигиляции при взаимодействии медленных позитронов и электронов, когда орбитальный момент $l = 0$ и, в зависимости от того, параллельны или антипараллельны спины позитрона и электрона, возможна аннигиляция как из триплетного состояния

3S_1 (полный момент $J=1$, так и синглетного состояния 1S_0 , полный момент $J=0$).

Зарядовая четность электрон-позитронной системы описывается соотношением:

$$P_C = P_i \cdot P_l \cdot P_S, \quad (1)$$

где P_i - внутренняя четность системы, отрицательная для системы частица - античастица ($P_i = -1$); $P_l = (-1)^l$ - пространственная четность и $P_S = -(-1)^S$ - спиновая четность системы. Спиновая четность для триплетного состояния ($S=1$) положительная, а для синглетного состояния ($S=0$) - отрицательная. Из этого следует, что зарядовая четность для синглетного состояния будет равна $+1$, а для триплетного состояния равна -1 . Как известно, зарядовая четность фотона отрицательна, и тогда для системы из n фотонов зарядовая четность будет равна $(-1)^n$. В силу закона сохранения зарядовой четности в электромагнитных взаимодействиях аннигиляция электрон-позитронной пары из синглетного состояния возможна с испусканием четного числа γ -квантов (двух) и из триплетного состояния с испусканием нечетного числа γ -квантов, например 3γ -квантов.

Сечение двухквантовой аннигиляции свободных электронов и позитронов было впервые рассчитано Дираком и равно:

$$\sigma_{2\gamma} = \frac{\pi z_0^2}{\beta+1} \left[\frac{\beta^2 + 4\beta + 1}{\beta^2 - 2} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) - \frac{\beta + 3}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \right], \quad (2)$$

где $\beta = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; $\beta = v/c$; v - скорость движения позитрона; $z_0 = e^2/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см - классический радиус электрона.

При малых скоростях позитрона (нерелятивистский предел) из выражения (2) для сечения 2γ -аннигиляции можно определить скорость аннигиляции позитронов

$$\lambda = \pi z_0^2 c n_e, \quad (3)$$

которая, как видно, не зависит от скорости позитронов. Здесь n_e плотность электронов в месте аннигиляции позитрона. Определяя скорость аннигиляции λ , значение которой обратно пропорционально значению времени жизни позитронов в веществе ($\lambda = 1/\tau$), можно непосредственно определить электронную плотность в месте аннигиляции позитрона и, следовательно, изучать электронную структуру вещества.

Анализируя выражение (2), можно показать, что аннигиляцией

позитронов при энергии $E_0 = 0,5$ МэВ, порядка граничной энергии позитронов при радиоактивных распадах таких изотопов, как Na^{22} или Cu^{64} , можно пренебречь, так как вероятность аннигиляции в этом случае составляет всего лишь 1%.

Подтверждением этому может служить сопоставление сечений ионизации σ_i молекул разных газов для электронов с энергией 20 эВ и дираковских сечений аннигиляции σ_a для позитронов с той же энергией. Так, для водорода $\sigma_i = 2,3 \cdot 10^7$ б, а $\sigma_a = 57$ б. Очевидно, что с достаточно хорошей точностью можно пренебречь аннигиляцией быстрых позитронов и считать, что все испускаемые радиоактивным источником позитроны, попадая в исследуемое вещество, замедляются до достаточно малых энергий (так называемый процесс термализации) за времена порядка 1 пс. При этом область проникновения позитронов в исследуемое вещество составляет $10+1000$ мкм. Более точное распределение позитронов по глубине в исследуемом методом аннигиляции позитронов веществе было получено Брандтом и Паулином. Они экспериментально показали, что коэффициент поглощения для широкого класса веществ описывается следующим образом:

$$\alpha_+ = R_+^{-1} = (16 \pm 1) \cdot \rho \cdot E_{max}^{-1,48} \text{ см}^{-1}, \quad (4)$$

где ρ - плотность исследуемого вещества (в г/см³), E_{max} - максимальная кинетическая энергия испущенных источником позитронов (в МэВ).

После термализации, при двухквантовой аннигиляции позитронов с электронами окружающей среды испускаются γ -кванты с энергией $E_\gamma = 0,511$ МэВ. Среднее время жизни свободных позитронов в различных веществах изменяется от 100 до 500 пс.

На практике обычно используются три методики, которые позволяют получить информацию о характеристиках аннигиляции медленных позитронов. Эти методики схематически изображены на рис. 1.

Измерение времени жизни позитронов дает нам информацию об электронной плотности.

Измерения угловой корреляции между двумя аннигиляционными квантами или доплеровского уширения одной из аннигиляционных линий позволяют получить информацию об импульсе электронов. Действительно, если электрон-позитронная пара покоится, то аннигиляционные γ -кванты разлетаются строго под углом 180° и их

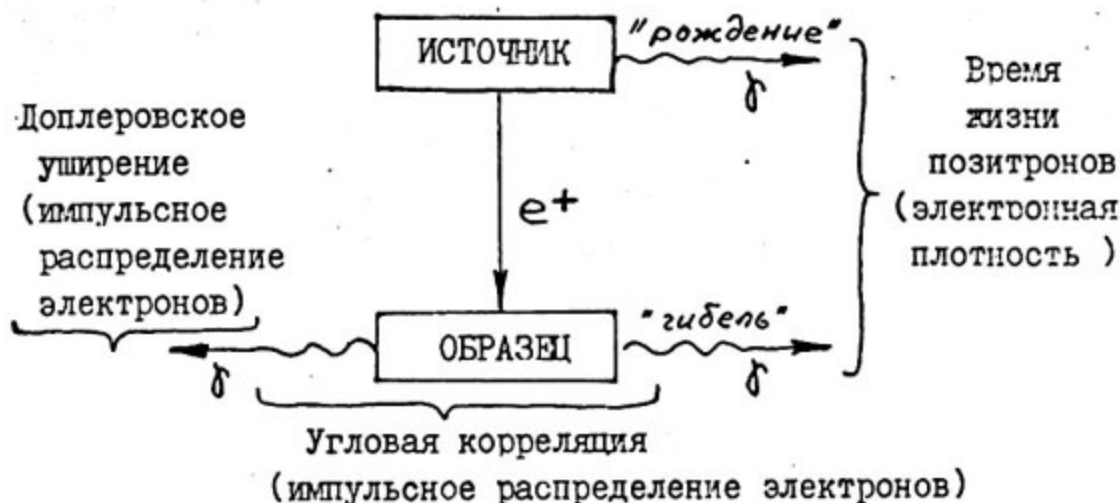


Рис.1. Схематическое изображение позитронных методик

энергия равна $E_\gamma = h\nu_1 = h\nu_2 = m_e c^2 = 0,511$ МэВ. Но поскольку обычно центр масс аннигилирующей электрон-позитронной пары имеет импульс, отличный от нуля, то, очевидно, аннигиляционные γ -кванты в лабораторной системе координат будут разлетаться под углом отличным от 180° . Рассмотрим векторную диаграмму (рис.2) иллюстрирующую закон сохранения импульса при 2γ -аннигиляции электрон-позитронной пары. Если P_\perp и P_\parallel - соответственно поперечная и продольная компоненты импульса центра масс электрон-позитронной пары, то в соответствии с законом сохранения

$$\begin{cases} c p_\perp = (E_1 + E_2) \cdot \sin \theta/2; \\ c p_\parallel = (E_1 - E_2) \cdot \cos \theta/2. \end{cases}$$

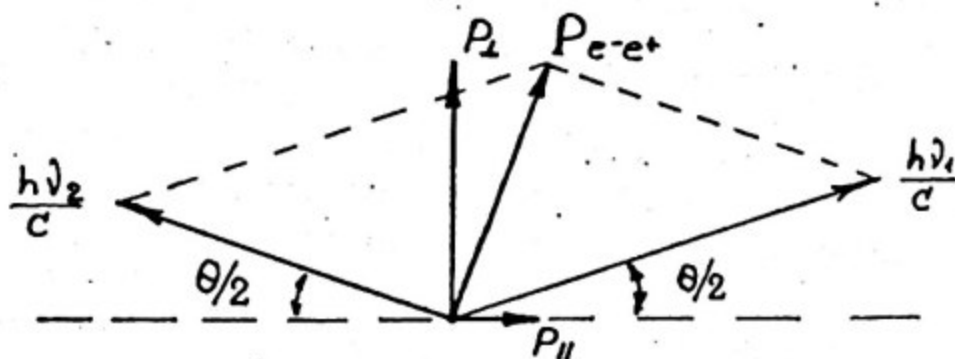


Рис.2. Векторная диаграмма импульсов при двухквантовой аннигиляции медленных позитронов

Пренебрегая поправками второго порядка, из закона сохранения энергии имеем

$$2 m_e c^2 = E_1 + E_2,$$

т.е.

$$E_1 - m_e c^2 = m_e c^2 - E_2.$$

Таким образом, легко получаем

$$\theta/2 \approx \sin \theta/2 = P_t / 2 m_e c \quad (5a)$$

и

$$\Delta E_1 = (E_1 - m_e c^2) = (E_1 - E_2) / 2 \approx \frac{c P_t}{2}. \quad (5b)$$

Так как позитрон непосредственно перед аннигиляцией термализован, то импульс центра масс аннигилирующей электрон-позитронной пары вызван в основном движением электрона. Например, для электронов проводимости в металле

$$P_{max} = m_e v_F \approx m_e \cdot 10^6,$$

где $v_F = 1,1 \cdot 10^6$ мс⁻¹. Тогда для характеристик процесса аннигиляции имеем

$$\theta_{max} = \frac{v_F}{c} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$$

и

$$\Delta E_{1 max} = \frac{c P_{t max}}{2} = m_e c^2 \cdot \left(\frac{0,5 \cdot v_F}{c} \right) = 0,85 \text{ эВ.}$$

1.2. Атом позитрония

Позитроны в молекулярных веществах могут захватывать электроны из окружающей среды и образовывать атом Ps , связанное состояние позитрона и электрона.

Наиболее простую модель образования атома позитрона предложил норвежский теоретик Оре. Согласно этой модели образования атома Ps наиболее вероятно для позитронов с энергией E :

$$E_i - \epsilon_{Ps} < E < E_1^*, \quad (6)$$

где E_i - энергия ионизации молекул среды; ϵ_{Ps} - энергия связи атома Ps , которая в вакууме равна 6,8 эВ, а в исследуемом веществе может быть меньше; E_1^* - наименьшая энергия электронного возбуждения.

Если энергия позитронов E больше энергии ионизации молекул среды E_i , то образование атомов Ps оказывается пренебрежительно малым по сравнению с ионизацией, т.е. вырывание электрона в область сплошного спектра, естественно, более вероятно, чем об-

разование дискретного связанного состояния системы позитрон-электрон.

Кроме того, пока кинетическая энергия образовавшихся атомов позитрония $E_{Ps} = E - (E_i - 6,8)$ превышает их энергию связи, т.е. $E > 6,8$ то атомы позитрония с большой вероятностью разваливаются при последующих соударениях. Следовательно, при энергиях позитронов выше потенциала ионизации E_i вероятность образования атомов позитрония начинает быстро падать.

Наряду с ионизацией, основным конкурентом образования атомов Ps оказывается возбуждение электронных уровней молекул среды, и уменьшение вероятности образования позитрония проявляется раньше, тогда, когда энергия позитронов начинает превосходить энергию возбуждения первого электронного уровня E_1^* .

В соответствии с моделью Оре вероятность образования \mathcal{W} атомов позитрония лежит в пределах:

$$\frac{E_{Ps}}{E_i} > \mathcal{W} > \frac{E_1^* - (E_i - E_{Ps})}{E_1^*}, \quad (7)$$

Следует иметь в виду, что приведенное выражение является сугубо приближенным. Можно показать, что даже в рамках используемых приближений, нижний предел выражения может оказаться завышенным.

Схематический характер зависимости \mathcal{W} приведен на рис. 3.

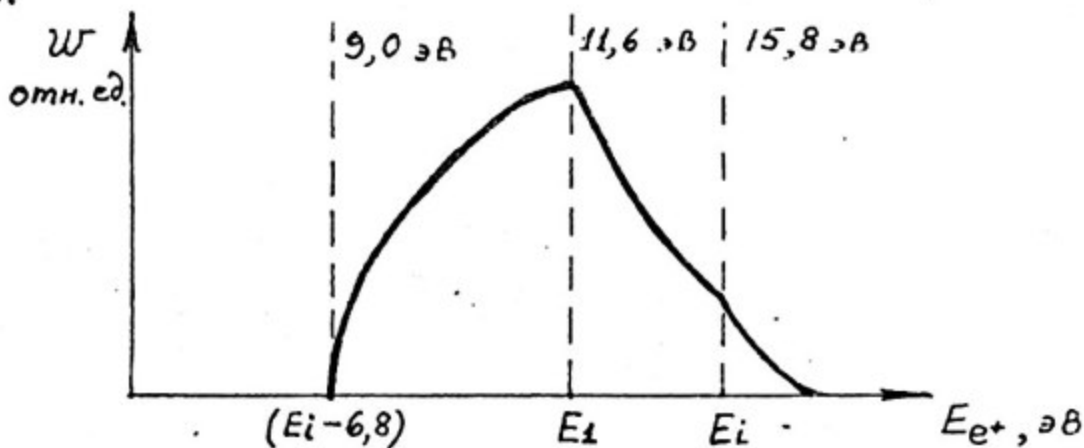


Рис. 3. Вероятность образования Ps (цель Оре)

Значения E_1^* и E_i взяты для аргона. Подъем \mathcal{W} от порога до E_1^* обусловлен тем, что по мере приближения снизу необходимо все большее число замедлительных соударений, чтобы увести позитроны под цель Оре. Спад \mathcal{W} от E_1^* до E_i обусловлен конкуренцией со стороны возбуждения электронных уровней.

Спад при $E > E_i$ связан с появлением конкуренции со стороны ионизации.

Атом P_s является полным структурным аналогом атома водорода и его характеристики хорошо описываются в рамках теории Бора.

Существует два основных состояния позитрония - триплетный (или орто-позитроний 3P_s с параллельными спинами электрона и позитрона) и синглетный (или пара-позитроний 1S_s в котором спины электрона и позитрона антипараллельны). Полный момент орто-позитрония $J = 1$, причем здесь возможны три подсостояния, различающиеся магнитными квантовыми числами $m = +1, 0, -1$. Для атома пара-позитрония $J = 0$ и $m = 0$. Поэтому статистический вес триплетного состояния ($2J + 1$) втрое больше, чем для синглетного. Следовательно, при образовании позитрония в 75% случаев возникает орто-позитроний и в 25% - пара-позитроний. Так же, как и в случае со свободной аннигиляцией позитрона и электрона, орто-позитроний (или состояние 3S_1) аннигилирует на 3γ -кванта, а пара-позитроний (состояние 1S_0) - на 2γ -кванта.

Константа распада пара-позитрония

$$\lambda_s^0 = \frac{1}{\tau_s^0} = 4\pi \cdot z_0^2 \cdot c \cdot |\Psi_{(e)}|^2, \quad (8)$$

где $|\Psi_{(e)}|^2$ - плотность волновой функции электрона в области расположения позитрона.

Для свободного атома позитрония плотность волновой функции позитрона в области расположения электрона равна

$$|\Psi_{(e)}|^2 = \frac{1}{\pi n^3 \cdot a_{P_s}^3} = \frac{1}{\pi n^3} \left(\frac{M e^2}{\hbar^2} \right) = \frac{1}{8\pi n^3} \left(\frac{m e^2}{\hbar^2} \right)^3 \quad (9)$$

и в основном состоянии $n=1$, константа распада

$$\begin{aligned} \lambda_s^0 &= \frac{1}{2} c \cdot z_0^2 \cdot \left(\frac{m \cdot e^2}{\hbar^2} \right)^3 = 8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \\ \tau_s^0 &= 1,25 \cdot 10^{-10} \text{ с}. \end{aligned} \quad (10)$$

Аналогичные величины для ортопозитрония:

$$\begin{aligned} \lambda_t^0 &= \frac{4}{9\pi} (\pi^2 - 9) \alpha \cdot \lambda_s^0 = 7,14 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \\ \tau_t^0 &= 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с} \end{aligned} \quad (11)$$

Процессы, приводящие к изменению времени жизни позитрония по сравнению с собственными значениями τ_s^0 и τ_t^0 классифицируются следующим образом:

- "pick-off" - аннигиляция, т.е. аннигиляция позитронов атомов P_s на "чужих" электронах в момент соударения P_s с атомами или молекулами среды;

- орто-пара конверсия - взаимное превращение триплетного и синглетного позитрония благодаря взаимодействию с парамагнитными частицами среды ${}^tP_s + M(\uparrow) \rightleftharpoons {}^sP_s + M(\downarrow)$;

- химические реакции позитрония

а) присоединения, например $P_s + M \rightarrow P_s M$,

б) замещения, например $P_s + J_2 \rightarrow P_s J + J$,

в) окисления, например $P_s + Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+} + e^+$.

Для орто-позитрония все названные процессы приводят к существенному укорачиванию времени жизни по сравнению с $\tau_t^0 = 1,4 \cdot 10^{-7}$ с, поскольку появляется возможность 2β -аннигиляции, т.е. для вероятности распада tP_s снимается характеризующий замедление гибели триплетного состояния по сравнению с синглетным множитель $\frac{4}{9\pi} (\pi^2 - 9) \cdot \alpha \approx \frac{1}{1115}$.

Уменьшение времен жизни орто- и пара-позитрония в результате вышеперечисленных процессов называется тушением позитрония.

В ряде экспериментов по изучению аннигиляции позитронов, например в газах при различных давлениях, наблюдалась аномально быстрая аннигиляция позитронов, которая приводила к заметному уменьшению вероятности образования атома позитрония (ингибирование образования атомов P_s), предсказанного моделью Ore. Основными факторами, определяющими эти отклонения, являются:

- ингибирование образования позитрония путем захвата позитронов;

- ингибирование образования позитрония путем замедления позитронов до энергий ниже щели Ore.

Ингибирование путем захвата позитронов, с последующей быстрой аннигиляцией, может происходить как в самой щели Ore или выше ее, так и ниже щели Ore. В первом случае следствием ингибирования является уменьшение вероятности образования позитрония. Во втором случае ингибирование захватом должно приводить лишь к резкому ослаблению наблюдавшегося в ряде газов возрастания выхода позитрония под действием возвращающего позитроны в щель Ore электрического поля.

На рис. 4 приведена схема процессов образования и гибели позитрония, иллюстрирующая модель Ore.

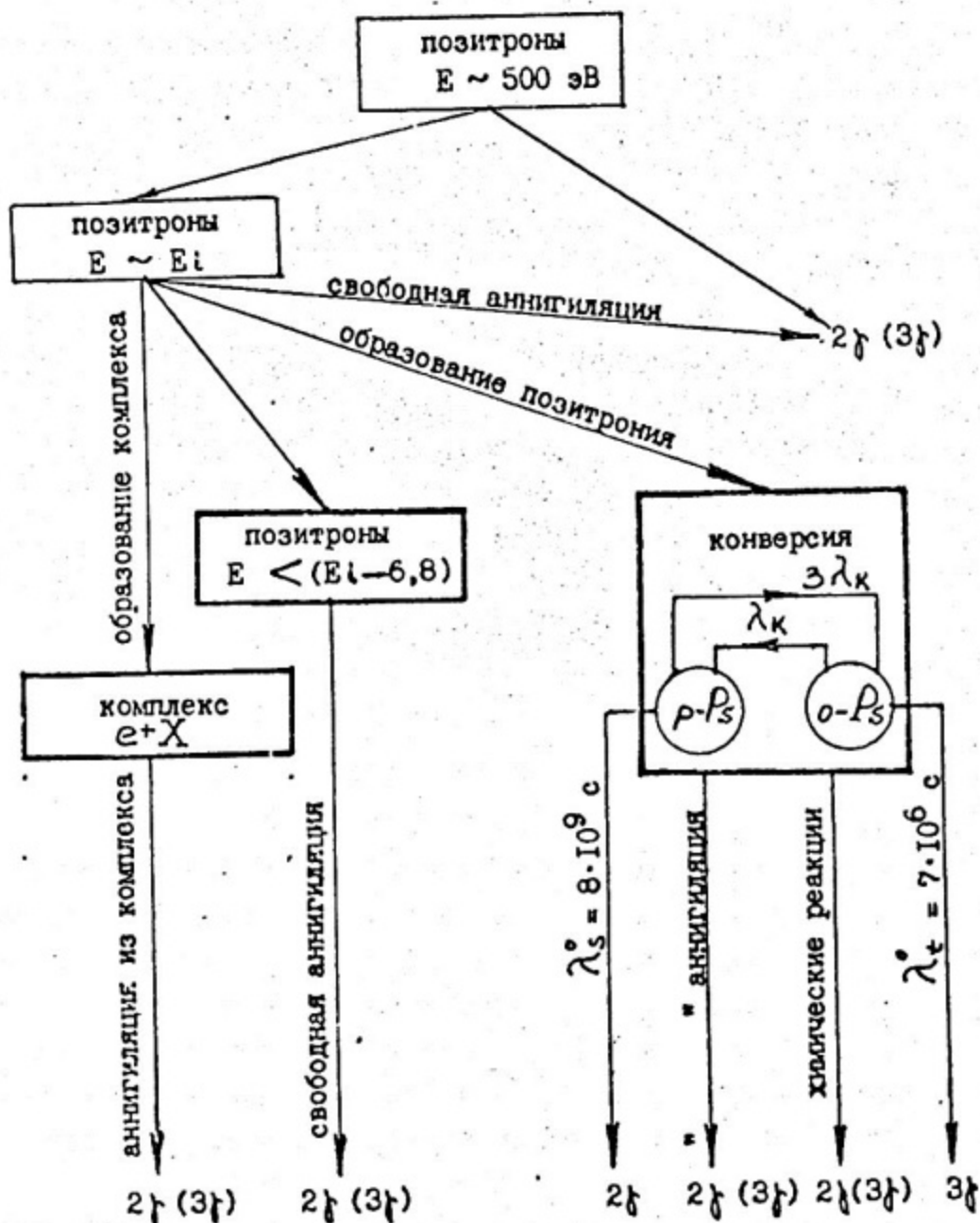


Рис. 4. Схема поведения позитронов в веществе

К сожалению в рамках модели Оре невозможно было объяснить поведение скорости "pick-off"-аннигиляции в органических жидкостях, и тогда была предложена модель "пузырька". В соответствии с этой моделью атом позитрония P_s локализуется в "пузырьке" радиусом 5 \AA , величина которого определяется из равенства поверхностного натяжения и давления, обусловленного движением атома позитрония захваченного в "пузырек". Использование этой модели в химии позитрония позволило объяснить ряд экспериментальных результатов при изучении методом аннигиляции e^+ жидкостей и благородных газов.

Наряду с этой моделью, в позитронной химии широко используется так называемая "шпуровая" модель, предложенная О. Могенсоном. "Шпуром" называется группа активных промежуточных продуктов (электрон-ионные пары, возбужденные состояния и т.д.), образуемые в достаточно ограниченной области так, что имеется высокая вероятность их взаимодействия друг с другом до диффузного рассасывания. При этом позитроны теряют последние 100+200 эВ своей энергии, образуя в шпуре электронно-ионные пары. Электроны разбегаются на расстояние порядка размера шпура (b). Позитроны также теряют последние 10+50 эВ на расстоянии b . Далее происходит сближение и рекомбинация позитрона с одним из электронов, а также образование позитрония. Первопричиной появления этой модели являются экспериментальные результаты по измерению вероятности образования атомов P_S в газах и жидкостях.

Экспериментальным доказательством образования атомов позитрония является наличие сверхтонкого расщепления уровней атома в магнитном поле H . Действительно, вероятность того, что 3S_1 ($m=0$) подсостояние будет испытывать в магнитном поле H $3j$ -аннигиляцию, равна:

$$w = \left(1 + \frac{x^2}{4} \frac{\lambda_S^0}{\lambda_C^0}\right)^{-1}, \quad (I2)$$

где $x = \frac{2e\hbar}{m_e c} \cdot \frac{H}{\Delta W} = 2,75 \cdot 10^{-2} H$ (H - в кГс).

Полная доля аннигиляции из состояния 3S_1 на $3j$ -кванта при этом будет равняться:

$$w_{3j}^r = \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \left[1 + \frac{x^2}{4} \frac{\lambda_S^0}{\lambda_C^0}\right]^{-1}, \quad (I3)$$

Так что при $H=0$, $w_{3j}^r=1$, а при $x^2 \gg 4 \frac{\lambda_C^0}{\lambda_S^0}$ величина w_{3j}^r стремится к величине $\frac{2}{3}$.

Наблюдение сверхтонкого расщепления уровней атома P_S в магнитном поле, позволило высказать предложение о возможности образования атома позитрония или позитрониевоподобной системы в щелочно-галогидных кристаллах. Как было показано Фереллом, для того, чтобы в решетке идеального кристалла мог образоваться атом P_S с массой m и в дальнейшем локализоваться в межузельном пространстве с линейным размером $d \sim 1 \text{ \AA}$, необходимо затратить энергию E_L , определяемую как:

$$E_L \approx \frac{(\Delta P)}{4m} = \frac{\hbar^2}{4m d^2} = 16,7 \text{ эВ}. \quad (I4)$$

Поскольку E_L больше энергии связи позитрония $E_{Ps} = 6,8 \text{ эВ}$, образование атома позитрония в решетке приводит к тому, что он становится энергетически нестабильным.

Если предположить, что в зоне проводимости находится электрон и в кристаллической решетке есть почти свободный позитрон, то возможно образование системы $q-Ps$ с делокализованным центром масс и энергией связи E_q . Стабильность этой системы зависит от энергии рекомбинации E_R электрона с дыркой в зоне проводимости.

Используя тот факт, что величина сверхтонкого расщепления орто- и пара-состояния атома позитрония пропорциональна плотности $|\psi_{(o)}|^2$ электронов с неспаренным атомом в области расположения позитрона, были проведены расчеты основных характеристик атома квази-позитрония ($q-Ps$). Для удобства вычислений плотность $|\psi_{(o)}|^2$ выражают в единицах плотности волновой функции атома позитрония $|\psi_{(o)}|^2$. Для свободного атома позитрония она равна

$$|\psi_{(o)}|^2 = (8\pi R_0)^{-3}.$$

Для примера приведем значения основных характеристик атома квазипозитрония ($q-Ps$) в щелочном галоидном кристалле KCl .

Радиус атома $q-Ps$ определяется выражением:

$$R_{q-Ps} = R_0 \cdot \kappa^{-1/3} = R_0 \left(\frac{|\psi_{(o)}|^2}{|\psi_{(o)}|^2} \right)^{-1/3} = R_0 \cdot 2 \frac{\mu}{\xi \cdot m}, \quad (15)$$

где ξ - относительная диэлектрическая проницаемость среды;

μ - приведенная масса системы "позитрон-электрон" в зоне проводимости. В случае KCl , при $\xi = 1$, $\mu = 0,26$.

Энергия связи

$$E'_B = E_{Ps} \cdot \kappa^{1/3} = 5,0 \div 4,3 \text{ эВ}. \quad (16)$$

Суммарная энергия уровня делокализованного атома $q-Ps$ равна:

$$E' = E_{gap} - E'_B + E_{pol} = 4,0 \div 4,7 \text{ эВ}, \quad (17)$$

где E_{gap} - энергия рекомбинации электрона с дыркой в зоне проводимости; E_{pol} - энергия обмена обусловленная поляризацией решетки, обычно порядка 10 МэВ.

Скорость аннигиляции орто-состояния атома $q-Ps$ определяется скоростью аннигиляции δ' с внешними электронами:

$$\lambda_t = \kappa \lambda_t + \delta' \approx \delta' = 1,6 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}. \quad (18)$$

Скорость аннигиляции пара-состояния атома q - Ps равна

$$\lambda = k \lambda_s + \delta = (4,7 \div 3,7) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}, \quad (19)$$

где $\lambda_s \approx 8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ - скорость аннигиляции синглетного состояния атома позитрония.

Размер области локализации атома квазипозитрония L вычисляется из предположения, что центр массы атома квазипозитрония может свободно двигаться в кубической области. Длина ребра этого куба связана с полушириной ($FWHM = \Gamma_M$) кривой углового распределения аннигиляционных γ -квантов соотношением:

$$L [\text{Å}] \approx 28 \cdot \Gamma_M^{-1} [\text{мрад}] \approx 9,3 \text{ Å}. \quad (20)$$

Использование модели атома q - Ps позволило объяснить ряд экспериментов по аннигиляции позитронов в щелочно-галогидных кристаллах и развить метод позитронной дефектоскопии в такой интересной области, как изучение структурных и радиационных дефектов в ЩК.

1.3. Определение времени жизни позитронов

Для изучения электронной структуры вещества методом позитронной диагностики в настоящее время используют три упомянутых выше экспериментальных методики: измерение времени жизни медленных позитронов, измерение спектров угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов, измерение доплеровского уширения аннигиляционной линии.

Во всех этих методиках в качестве источника позитронов используют радиоактивные изотопы, схемы распада которых приведены на рис. 5, а основные характеристики сведены в таблицу I.

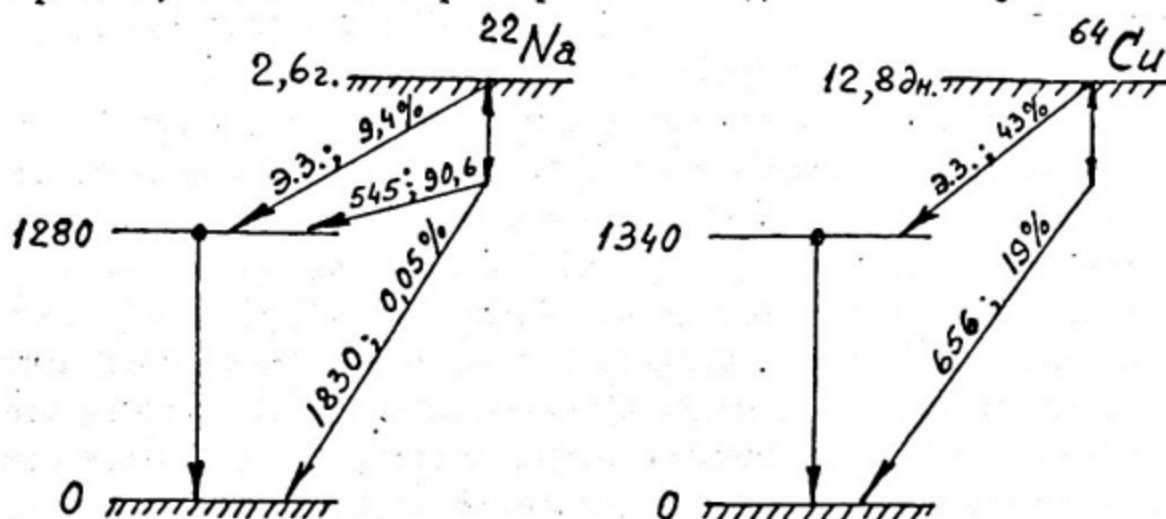


Рис.5. Схемы распада наиболее часто используемых β^+ -активных изотопов

Таблица I

Основные характеристики β^+ -активных изотопов
используемых в позитронной диагностике

Изотоп	Период полураспада	Реакция получения	Максимальная энергия позитронов	Использование во временных измерениях
^{22}Na	2,62 года	$^{24}\text{Mg} (d, \alpha)$	0,545	да
$^{44}\text{Ti} - ^{44}\text{Sc}$	48,0 года	$^{45}\text{Sc} (d, 3n)$	1,470	да
^{55}Co	18,20 часа	$^{56}\text{Fe} (p, 2n)$	1,50	нет
^{58}Co	71,3 дня	$^{58}\text{Ni} (n, p)$	0,474	да
^{57}Ni	36,0 часа	$^{56}\text{Fe} (\text{He}^3, 2n)$	1,22	нет
^{64}Cu	12,80 часа	$^{63}\text{Cu} (n, p)$	0,656	нет
$^{67}\text{Ge} - ^{68}\text{Ga}$	275,0 дня	$^{66}\text{Zn} (\alpha, 2n)$	1,90	нет
^{90}Nb	14,6 часа	$^{90}\text{Zr} (p, n)$	1,50	нет

Выбор источника позитрона зависит от многих факторов, но в первую очередь от того, в какой методике предполагается его использование.

Для измерения времени жизни позитронов наиболее часто используется радиоактивный изотоп ^{22}Na . Этот изотоп интересен тем, что вылет позитрона сопровождается испусканием (практически одновременно $T \sim 10^{-11}\text{с}$) ядерного β -кванта с энергией $E_\beta = 1,28\text{ МэВ}$, который служит временной меткой, свидетельствующей о рождении позитрона. Источник ^{22}Na обычно готовится выпариванием водного раствора $^{22}\text{NaCl}$ на тонкой майларовой или никелевой фольге толщиной порядка $5 \cdot 10^{-3}\text{ мм}$.

Для определения времени жизни позитронов измеряют временной интервал между ядерным β -квантом и аннигиляционным с использованием "быстро-медленной" схемы измерения времени (см. рис.6а). В качестве детекторов β -квантов используются быстрые пластиковые сцинтилляторы оптически сочлененные с быстрыми фотоэлектронными умножителями. Сигналы с динодов фотоумножителей поступают на дифференциальные дискриминаторы (D_1, D_2), которые отбирают события соответствующие рождению (регистрации детектором D_2 ядерного гамма-кванта с энергией $E_\beta = 1,28\text{ МэВ}$) и гибели (регистрация детектором D_1 аннигиляционного β -кванта с энергией

$E_{\beta} = 0,511 \text{ МэВ}$) позитрона. Быстрые сигналы с анодов фотоумножителей поступают на формирователи со следящим порогом, обеспечивающие высокую ($\sim 100 \text{ пс}$) временную точность срабатывания формирователя. И далее, на время-амплитудный конвертер Т-А, амплитуда выходного сигнала которого пропорциональна времени между ядерным β -квантом и аннигиляционным. Сигналы с выхода Т-А конвертера анализируются по амплитуде и накапливаются в многоканальном амплитудном анализаторе.

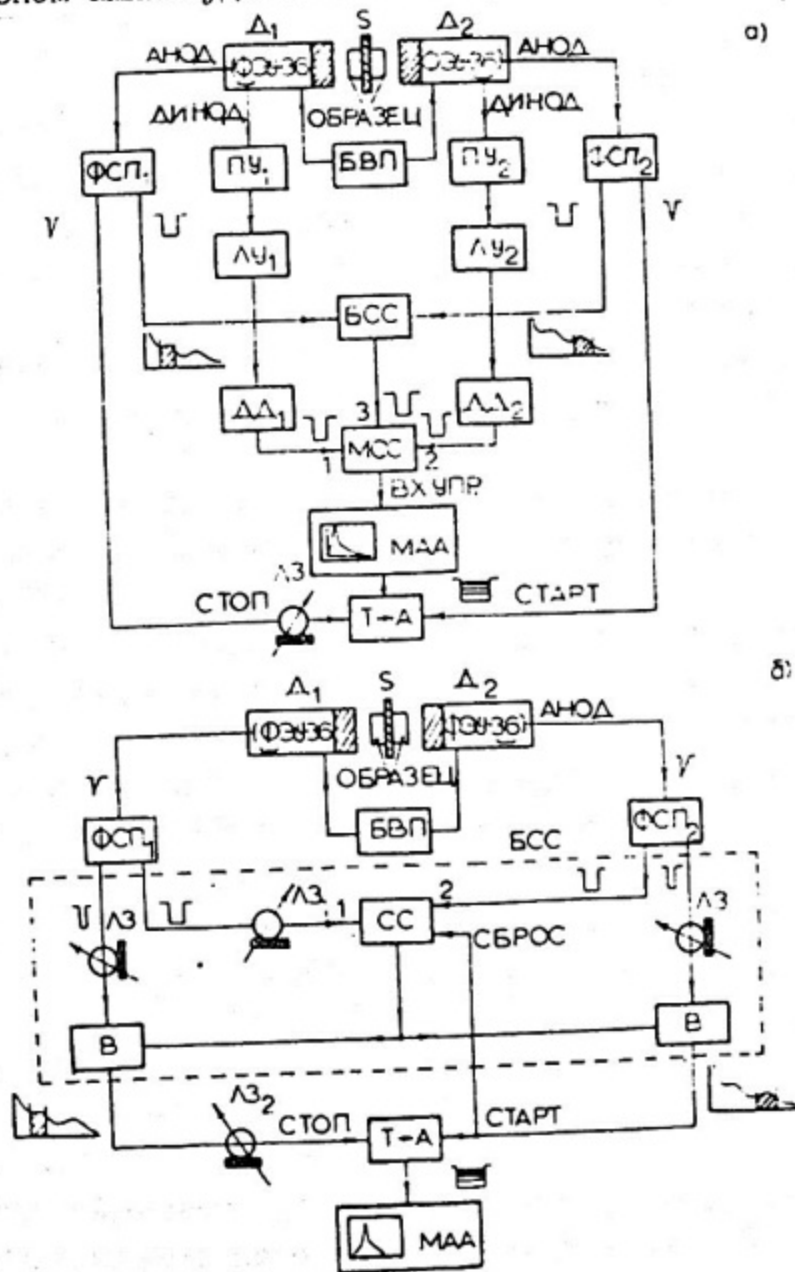


Рис.6. Блок-схема спектрометра для измерения времени жизни позитронов, основанная на принципах быстро-медленного (а) и быстро-быстрого (б) время-амплитудного анализа

Спектрометрам времени жизни позитронов с использованием "быстро-медленной" схемы измерения времени свойствен ряд недостатков: во-первых, довольно низкие допустимые поканальные загрузки, величина которых ограничивается мертвым временем анализатора и конвертора, что в конечном счете приводит к увеличению времени измерения экспериментального спектра и, следовательно, ухудшению временного разрешения; во-вторых, использование β^+ источников большой активности приводит к значительному увеличению фона случайных совпадений.

Новым подходом в измерении времени жизни позитронов является создание спектрометров с "быстро-быстрой" схемой измерения времени, в которой быстрый канал используется как для измерения времени, так и для выбора событий, соответствующих рождению и гибели позитронов. Схематическое изображение такого спектрометра приведено на рис. 6б.

Анодные сигналы с фотоумножителей сцинтилляционных детекторов D_1 и D_2 поступают на вход универсальных дискриминаторов-формирователей $\Phi СП_1$, $\Phi СП_2$ работающих по методу следящего порога и позволяющих реализовать режим дифференциальных дискриминаторов, т.е. производить отбор пары событий, коррелированных по времени, с сохранением временной привязки к начальному сигналу по методу следящего порога. Сигналы с выходов $\Phi СП_1$ и $\Phi СП_2$ поступают соответственно на входы 1 и 2 блока стробируемых совпадений (ЕСС), используемого для отбора пары полезных стартовых сигналов, попадающих в рабочий диапазон Т - А конвертора. Основным элементом стробируемой схемы совпадений являются линейные ворота (В), которые в открытом состоянии пропускают сигналы без искажения их временных соотношений на Т - А конвертор. Управление воротами осуществляется сигналами со схемы совпадений (СС).

Использование "быстрой-быстрой" схемы для измерения времени жизни позитронов позволяет значительно увеличить скорость набора полезной информации, а также уменьшить фон случайных совпадений. В таблице 2 приведены сравнительные характеристики спектрометров времени жизни позитронов реализованных в МИФИ на различных схемах измерения времени жизни:

В настоящее время наилучшим временным разрешением $FWHM = 170$ пс обладает спектрометр, собранный по "быстро-быстрой" схеме. В качестве примера на рис. 7 приведены спектр времени

жизни позитронов в кристаллическом кварце и кривая мгновенных совпадений "быстро-быстрого" временного спектрометра, измеренная с использованием радиоактивного изотопа ^{60}Co .

ТАБЛИЦА 2

Сравнительные характеристики установок для измерения времени жизни позитронов

П а р а м е т р ы	Тип установки	
	"быстро-быстрая"	"быстро-медленная"
Временное разрешение (FWHM) от ^{60}Co :		
при $E_1=E_2=0,930$ МэВ	200 ± 15 пс	300 ± 15 пс
крутизна склонов ($\tau_{1/2}$)	45 ± 2 пс	55 ± 2 пс
при $E_1=340$ кэВ, $E_2=930$ кэВ	320 ± 15 пс	380 ± 15 пс
крутизна склонов ($\tau_{1/2}$)	45 ± 2 пс	66 ± 2 пс
Цена деления канала	35 ± 2 пс	32 ± 2 пс
Дрейф пика кривых мгновенных совпадений за 8 ч	15 пс	100 пс
Максимальная нагрузка конвертора, Отношение "эффект-фон"	10^5 имп/с $1:2:10^3$	10^3 имп/с $0:6:10^3$

Процесс аннигиляции позитрона из любого устойчивого состояния, например, свободная аннигиляция позитрона с электроном, аннигиляция атома Pz , аннигиляция позитрона в дефекте и т.д., характеризуется экспоненциальным распадом со скоростью аннигиляции λ . При этом скорость аннигиляции λ не зависит от скорости позитрона и времени.

В более общем случае процесс аннигиляции позитронов в веществе можно рассматривать как аннигиляцию позитронов из различных состояний (i), каждое из которых характеризуется своей скоростью аннигиляции λ_i и присущей для данного исследуемого материала вероятностью $P(i)$. Форма измеренного для этого материала спектра времени жизни позитронов будет зависеть от того, насколько сильно отличаются скорости аннигиляции позитронов из этих состояний. Если каждый позитрон, попавший в образец, аннигилирует со своей скоростью аннигиляции, причем отличие их зна-

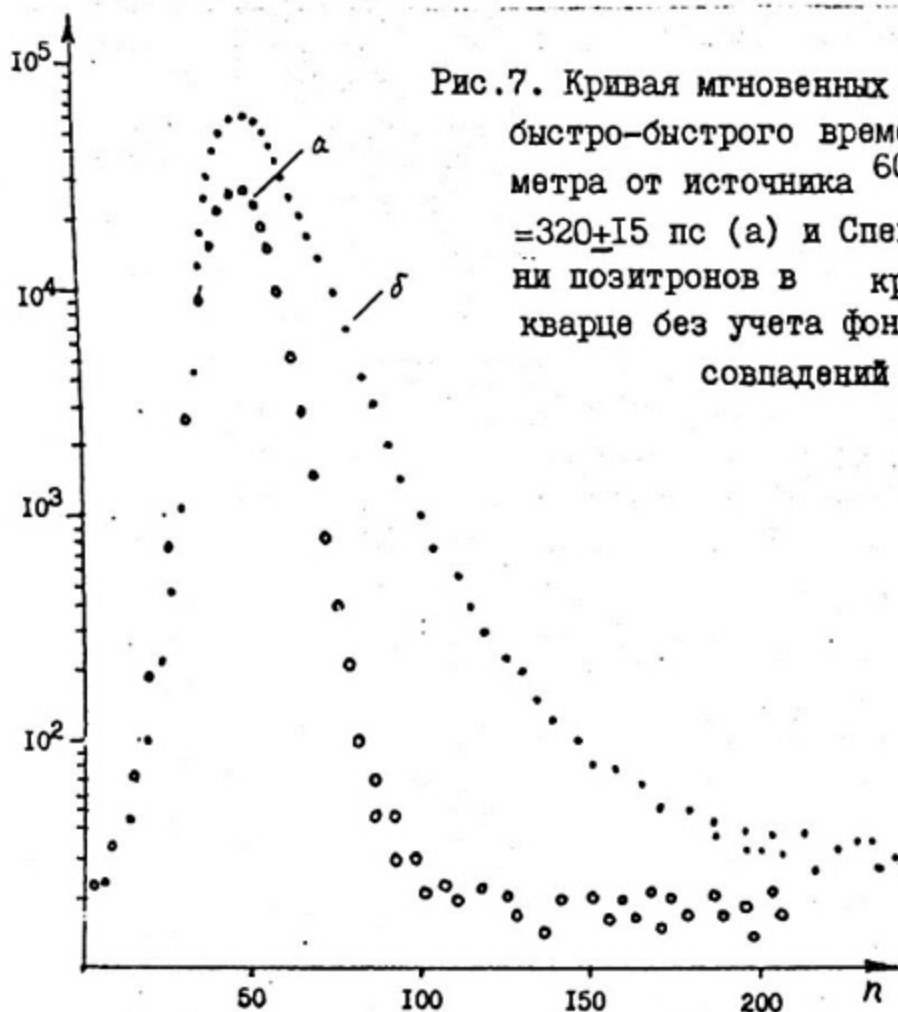


Рис.7. Кривая мгновенных совпадений для быстро-быстрого временного спектрометра от источника ^{60}Co , $\text{FWHM} = 320 \pm 15$ пс (а) и Спектр времени жизни позитронов в кристаллическом кварце без учета фона случайных совпадений (б)

чений мало, то спектр времени жизни позитронов будет характеризоваться средней скоростью аннигиляции $\bar{\lambda}$:

$$\bar{\lambda} = \int \lambda_{\epsilon} \cdot P(\epsilon) \cdot d\epsilon. \quad (21)$$

В другом предельном рассмотрении, когда позитроны аннигилируют из состояний со скоростями аннигиляции λ_{ϵ} , сильно отличающимися друг от друга, спектр времени жизни позитронов будет описываться следующим соотношением:

$$I(t) = \int P(\epsilon) \cdot \exp[-\lambda_{\epsilon} \cdot t] d\epsilon. \quad (22)$$

В настоящее время для математической обработки спектров интеграл (22) заменяется конечной суммой экспоненциальных компонент, число которых, как правило, не превышает четырех ($N=4$):

$$I(t) = \sum_{\epsilon=1}^4 I_{\epsilon} \cdot \exp[-\lambda_{\epsilon} t], \quad (23)$$

где I_{ϵ} - интенсивность каждой экспоненциальной компоненты с временем жизни $\tau_{\epsilon} = 1/\lambda_{\epsilon}$.

При изучении аннигиляции позитронов в металлах, где времена жизни сравнимы с наклоном кривой мгновенных совпадений, необходимо учитывать влияния приборной функции временного спектрометра, при этом спектр времени жизни позитронов можно записать в следующем виде:

$$I(t) = c \cdot \sum_{j=1}^n I_j \cdot e^{\frac{\lambda_j^2 \sigma^2}{2}} \cdot \Phi\left(\frac{t - T_0 - \lambda_j \sigma}{\sigma}\right) \cdot e^{-\lambda_j(t - T_0)} + B, \quad (24)$$

где Φ - интеграл ошибок; c - нормировочная константа; B - фон случайных совпадений; T_0 - момент времени, эквивалентный времени "ноль". Используя эту математическую модель описания временного спектра и метод наименьших квадратов, определяют значения скоростей аннигиляции λ_j и их интенсивностей I_j .

К сожалению, в ряде случаев не удается достичь приемлемого описания экспериментальных спектров времени жизни, особенно сложных многокомпонентных спектров с близкими λ_j . Это объясняется тем, что используемая для описания приборной функции кривая мгновенных совпадений, измеренная с использованием радиоактивного изотопа ^{60}Co , является лишь грубым приближением и не учитывает различия в разрешающей способности стартового и стопового канала спектрометра; кроме того, отсутствует априорная информация о количестве каналов аннигиляции.

В настоящее время главным направлением совершенствования математической обработки экспериментальных спектров времени жизни позитронов является разработка корректной методики определения формы приборной функции спектрометра.

1.4. Измерение угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов

Схематическое изображение спектрометра угловых корреляций аннигиляционных γ -квантов приведено на рис. 8. В качестве источника позитронов используются изотопы ^{22}Na , ^{64}Cu или ^{60}Co с активностью до 0,1+5 Ки. Позитроны, испускаемые источником, попадают в исследуемый образец и аннигилируют. Аннигиляционные γ -кванты регистрируются сцинтилляционными детекторами D_1 и D_2 . Сигналы с детекторов поступают на схему совпадений. Измеряя скорость счета совпадений аннигиляционных γ -квантов в зависимости от угла разлета аннигиляционных γ -квантов, мы тем самым получаем информацию о поперечной компоненте импульса P_{\perp} .

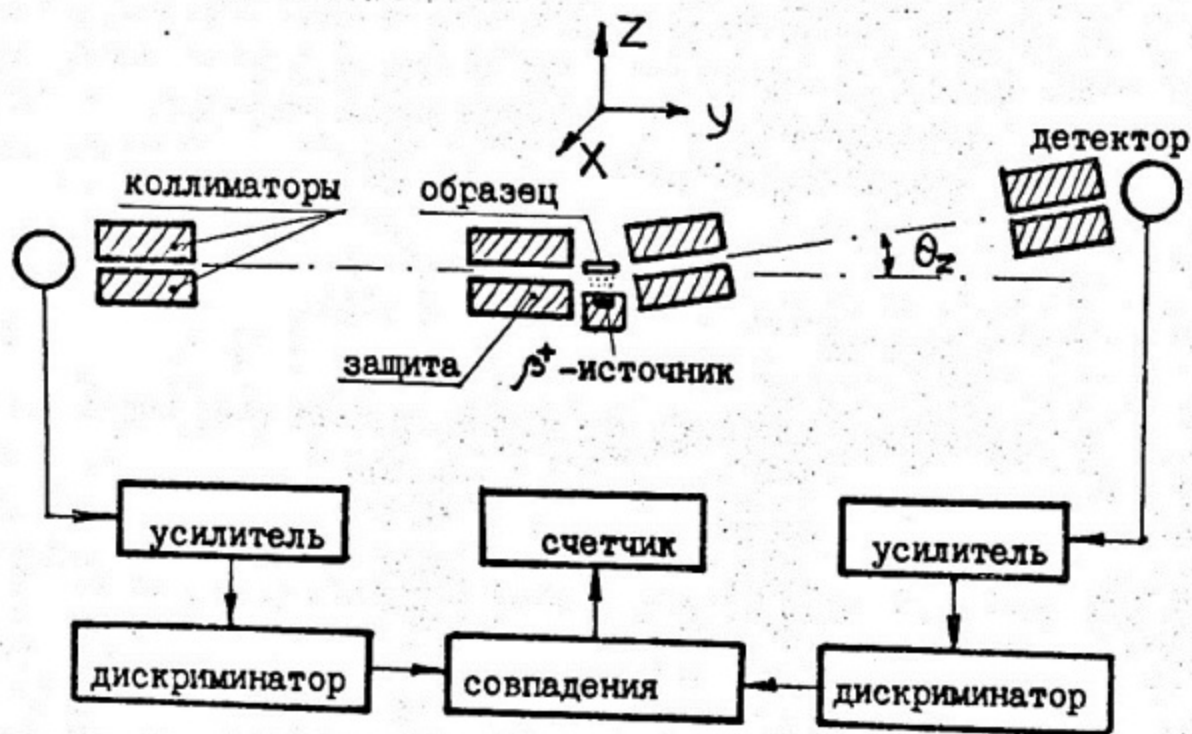


Рис. 8. Блок-схема спектрометра угловых корреляций аннигиляционных β -квантов

В экспериментах по наблюдению угловой корреляции аннигиляционных β -квантов используют несколько различных геометрий: точечную, линейную, длиннощелевую (см. таб.3).

Сочетание большой скорости набора экспериментальной информации с высоким пространственным разрешением ($FWHM = 0,2$ мрад) предопределило популярность в "позитронных экспериментах" установок с длиннощелевой геометрией. Однако использование этой геометрии накладывает более серьезные требования на методы восстановления информации о плотности импульсного распределения $\rho(\vec{p})$ электронов из экспериментальных спектров угловой корреляции аннигиляционных β -квантов $f(\theta)$ с учетом приборной функции установки $R(\theta)$:

$$f(\theta) = \int_0^\infty \rho(p) \left\{ \int p \cdot R(\theta' - \theta) d\theta' \right\} dp. \quad (25)$$

Как легко видеть, выражение (25) есть интегральное уравнение Фредгольма I-го рода. В настоящее время для его решения используется метод статистической регуляризации, идея которого заключается в том, что выражение (25) рассматривается как задача математической статистики и решение ищется в том или ином статистическом ансамбле функций определенного порядка гладкости.

ТАБЛИЦА 3

Сравнительные характеристики установок для изучения импульсного распределения аннигилирующих электрон-позитронных пар

Тип установки	Измеряемые параметры	Разрешение, μ рад	Электронные схемы	Скорость счета, с^{-1}
Угловые спектрометры: а) точечная геометрия	$N(p_x, p_z) = \iint_{-\infty}^{\infty} P(p) dp_y dp_z$	$\Delta p_x = 0,5$ $\Delta p_y = 1$	схема совпадений	< 1
б) вращающийся образец	$N(p_x, p_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(p) dp_x dp_y$	$\Delta p_x = 0,85$ $\Delta p_y = 5,5$	" "	~ 1
в) длиннощелевая геометрия	$N(p_x) = \iint_{-\infty}^{\infty} P(p) dp_y dp_z$	$\theta = 0,5$	" "	$> 10^2$
ППД-спектрометр (спектрометр с полупроводниковым детектором $\Theta_z(L)$)	$I(p_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(p) \cdot \Phi(p_x, p_z) dp_y dp_z$ $I^{(111)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(p) dp_y dp_z$	$\Delta E = 1,5$ кэВ	амплитудный анализ	$\sim 10^4$

Такой подход к проблеме восстановления плотности импульсного распределения аннигилирующих электрон-позитронных пар учитывает статистическую природу экспериментально наблюдаемого спектра $f(\theta)$, т.е. позволяет оценивать дисперсию восстанавливаемой функции $\rho(\vec{r})$, а также устраняет влияние приборной функции, зависящей от объекта исследования, на получаемое распределение $\rho(\vec{r})$.

На рис. 9 приведен спектр угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов и восстановленное импульсное распределение $N(\vec{r})$ электронов для образцов стали ЭИ-847, облученных ионами водорода.

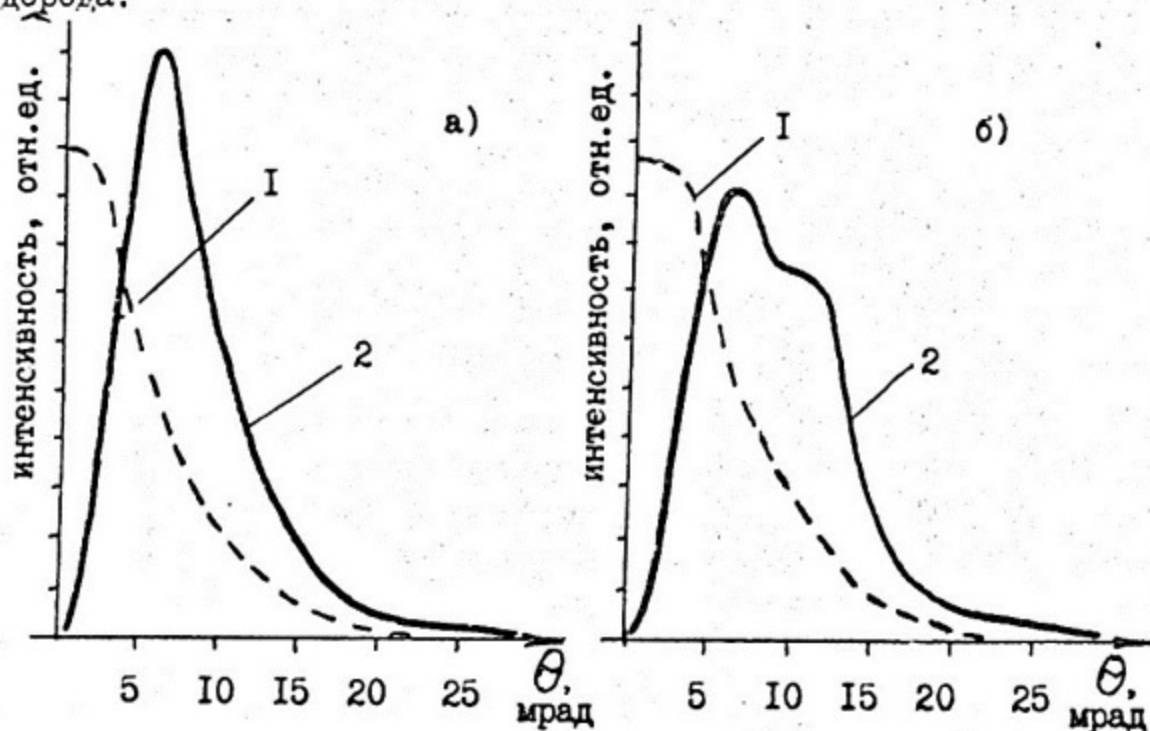


Рис.9. Угловой спектр аннигиляционного излучения (I) и импульсное распределение электронов (2) в образцах стали марки Э-847 необлученном (а) и облученном ионами H^+ , $D=10^{15}$ ион/см², $E=95$ кэВ

Как легко видеть (см. табл. 3), использование точечной геометрии позволяет получать более точную информацию о плотности импульсного распределения электронов в веществе, однако использование такой геометрии требует значительного увеличения времени измерения. Несколько лет назад научной группой, возглавляемой Берко, был создан спектрометр угловых корреляций аннигиляционных γ -квантов с использованием II пар маленьких сцинтилляционных детекторов $NaI(Tl)$. Этот спектрометр обеспечивал высокое пространственное разрешение $\Delta P_x \times \Delta P_y = 0,5 \times 2,0$ мрад, и яв-

лялся прототипом нового большого спектрометра, в котором расстояние между образцом и блоками детекторов составляло 10 м, а каждый блок насчитывал 32 сцинтилляционных детекторов $NaI(Tl)$.

Создание двухкоординатных спектрометров угловых корреляций аннигиляционных γ -квантов позволило получить новую информацию об импульсном распределении электронов в веществе и в первую очередь при изучении поверхности Ферми в металлах и их сплавах.

Для решения этих же задач был создан двухкоординатный спектрометр, где в качестве детекторов использовались большие (\varnothing 50 см) кристаллы $NaI(Tl)$, оптически сочлененные с 37 фотоумножителями диаметром 76 мм. Детекторы были расположены на расстоянии 14 м и обеспечивали пространственное разрешение $0,6 \times 0,6$ мрад со скоростью счета совпадений 100 событий в секунду при использовании источника позитронов ^{22}Na активностью 20 мКи.

Перспективным направлением в развитии экспериментальных установок для реализации метода угловых корреляций аннигиляционных γ -квантов является использование искровых и многопроволочных пропорциональных камер. Применение искровой камеры в сочетании с сцинтилляционным детектором $NaI(Tl)$ позволило получить разрешение $0,75 \times 0,75$ мрад, при невысокой $\sim 2\%$ эффективности регистрации аннигиляционных γ -квантов. Более высокое пространственное разрешение $0,1 \times 0,1$ мрад и эффективность регистрации аннигиляционных γ -квантов $\sim 15\%$ были достигнуты при использовании многопроволочной пропорциональной камеры. В спектрометре подобного типа аннигиляционные γ -кванты конвертируются в фотоэлектроны в конверторе с большим Z (свинец), а фотоэлектроны, в свою очередь, регистрируются непосредственно многопроволочной пропорциональной камерой.

1.5. Доплеровское уширение аннигиляционной линии

Движение электронно-позитронной пары, как уже отмечалось выше, приводит к доплеровскому сдвигу энергии аннигиляционного излучения. При этом изменение формы аннигиляционной линии $E_{\gamma} = 0,511 \text{ МэВ}$ несет информацию о продольной компоненте импульсного распределения аннигилирующих электрон-позитронных пар (см. рис.2). Следовательно, измерение энергетического распределения аннигиляционного излучения ($E_{\gamma} = 0,511 \text{ МэВ}$) эквивалентно измерению спектра

угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов на спектрометрах с длиннощелевой геометрией.

Одним из важнейших элементов экспериментальных установок по измерению доплеровского уширения аннигиляционной линии является полупроводниковый детектор с высоким энергетическим разрешением. На рис. 10 приведено схематическое изображение спектрометра. Следует отметить, что использование этой методики позволяет на несколько порядков повысить скорость набора информации, что особенно необходимо при изучении поведения структурных и радиационных дефектов в веществе. Для измерений используют источник позитронов активностью 5 мКи и германиевый полупроводниковый детектор с энергетическим разрешением не хуже 1 кэВ на линии $E_\gamma = 0,511$ МэВ. Такое энергетическое разрешение эквивалентно угловому разрешению порядка 4 мрад.



Рис. 10. Блок-схема ПД-спектрометра для измерения доплеровского уширения аннигиляционной линии 0,511 МэВ

Следует обратить внимание на то, что использование этой методики требует особо высокой стабилизации всего измерительного тракта.

На рис. 11 в качестве примера приведены энергетические спектры аннигиляционной линии в различных образцах меди и для сравнения - приборная функция спектрометра - спектр излучения ^{85}Sr $E_\gamma = 0,514$ МэВ.

Для учета влияния приборной функции на экспериментальный спектр используют методы математической обработки, рассмотренные на примере метода угловых корреляций аннигиляционных γ -квантов.

В настоящее время используется и такой новый подход к изучению процесса аннигиляции электрон-позитронных пар, как корреляционные измерения времени жизни и импульсного распределения,

которые позволяют получить более полную информацию об электронной структуре вещества.

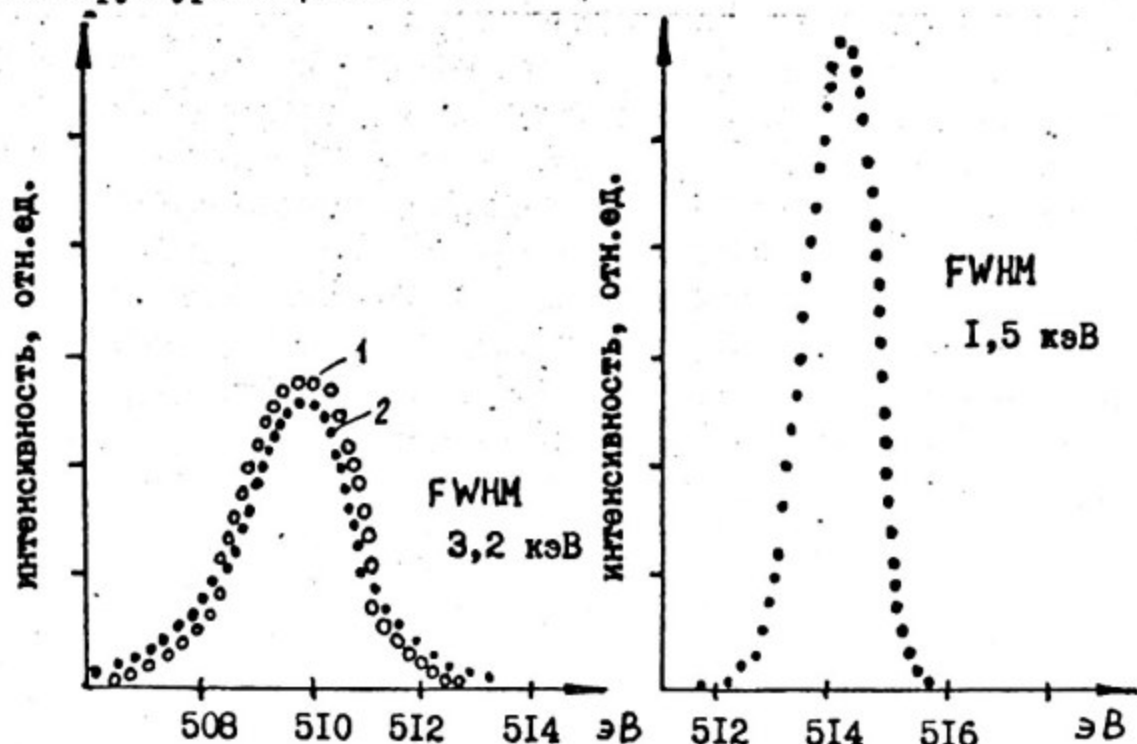


Рис. II. Энергетические спектры, полученные на ПЦД-спектрометре: а - эффект доплеровского уширения аннигиляционной линии в отожженной (1) и деформированной (2) меди; б - линия от источника ^{85}Sr , $E_\gamma = 0,514$ МэВ

1.6. Изучение структурных и радиационных дефектов методом позитронной дефектоскопии

В начале 60-х годов было замечено, что деформация или нагрев металлов приводит к заметному изменению характеристик аннигиляционного излучения, которые были объяснены захватом позитронов вакансиями, порами, дислокациями и т.д. Локализация позитронов в дефектах кристаллической решетки приводит к следующим важным следствиям:

1) концентрация дефектов может быть определена из отношения числа захваченных дефектами позитронов к числу свободных. Знание этой величины может быть использовано для определения энергии образования дефектов;

2) характеристики аннигиляции позитронов, захваченных дефектами, отражают локальные свойства дефектов и позволяют изучить их внутреннюю электронную структуру.

Следует отметить, что спектры времени жизни позитронов, измеренные в дефектных кристаллах, обычно имеют сложную структуру, и, следовательно, их интерпретация затруднена. В настоящее время существует несколько моделей описания временных спектров, однако количественные оценки возможно получить только при использовании модели захвата, предложенной В.Брандтом. В этой модели предполагается, что в исследуемом веществе имеется m различных типов дефектов с концентрацией c_j и скоростью σ_j захвата позитронов этими дефектами. Зависимость числа свободных n_f и захваченных n_t дефектами позитронов во времени описывается уравнениями:

$$\frac{dn_j(t)}{dt} = -\frac{n_j(t)}{\tau_j} + \sigma_j \cdot c_j \cdot n_f(t);$$

$$\frac{dn_f(t)}{dt} = -\left(\frac{1}{\tau_f} + \sum_{j=1}^m \sigma_j c_j\right) n_f(t), \quad (26)$$

Решения этих $(m+1)$ линейных дифференциальных уравнений имеют следующий вид:

$$n_j(t) = \frac{\tau_0 \tau_j}{\tau_0 - \tau_j} \sigma_j \cdot c_j \cdot n_f(0) \cdot \exp(-t/\tau_0) +$$

$$+ \left[n_j(0) - \frac{\tau_0 \tau_j}{\tau_0 - \tau_j} \sigma_j \cdot c_j \cdot n_f(0) \right] \cdot \exp(-t/\tau_j), \quad (27)$$

$$n_f = n_f(0) \cdot \exp(-t/\tau); \quad 1/\tau_0 = 1/\tau_f + \sum_{j=1}^m \sigma_j c_j.$$

Анализируя спектры времени жизни, определяют времена жизни $\tau_0, \tau_1, \dots, \tau_m$ и, используя выражение (27), вычисляют концентрацию дефектов и энергию их образования.

В процессе изучения внутренней структуры дефектов кристаллической решетки методом позитронной диагностики стремятся создать предпочтительную концентрацию дефектов заданного типа, что позволяет более точно изучить их поведение. С этой целью используется ряд способов создания определенного вида дефектов, известных из физики твердого тела.

Известно, что для создания в одном и том же образце (что необходимо для более качественного и однозначного изучения структуры дефектов) различных дефектов без нарушения его основных свойств желательно использовать радиационное воздействие.

Потерянная в обучаемом веществе энергия излучения проявляется в виде электронного возбуждения или выбивания ионов и, следовательно, в образовании пар Френкеля, захваченных электронов или дырок.

На примере щелочно-галогидных кристаллов было показано, что в зависимости от температуры облучаемого кристалла радиационным воздействием возможно генерировать определенный тип дефектов. Так при гелиевых температурах предпочтительно образование вакансионных центров (F^- , F , F^+), V_K -центров, а также межузельных атомов водорода. При увеличении температуры нестабильные V_K и F^- -центры исчезают, но при этом образуются кластеры; при комнатной температуре предпочтительно образование F_1 , F_2 , F_3 -центров и межузельных галогенных кластеров различных размеров. Дальнейшее увеличение температуры приводит к образованию под действием излучения агрегатных F -центров и при очень высоких температурах наблюдается рекомбинация вакансий и межузельных атомов. Такое сложное преобразование дефектов в ЦТК наблюдалось и при изучении их методом позитронной диагностики.

Как уже отмечалось, форма кривой угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов или доплеровского уширения аннигиляционной линии с учетом влияния приборной функции спектрометра несет информацию об аннигиляции позитронов из различных состояний системы "электрон-позитрон".

Выбор параметров, характеризующих изменения формы кривой, обусловлен следующими факторами:

- удобство с точки зрения математической обработки;
- удачное сочетание высокой чувствительности к изменениям формы кривой и статическая точность, с которой они могут быть измерены;
- возможность использования этих параметров для интерпретации результатов в рамках модели захвата.

Очевидно, что в силу невысокой активности радиоактивных источников позитронов, используемых в позитронной дефектоскопии и малых времен жизни позитронов, в каждый отдельно взятый момент времени в исследуемом образце аннигилирует один позитрон, который несет информацию о конечном числе электрон-позитронных состояний в исследуемом образце. Из этого следует, что кривая угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов является весовой комбинацией индивидуальных "чистых" электрон-позитронных состоя-

ний. Следовательно, кривую угловой корреляции (это относится и к результатам измерений доплеровского уширения) можно представить в следующем виде:

$$N(\theta) = \frac{\sum_j N_j(\theta) \cdot M_j}{\sum_j M_j} = \sum_j N_j(\theta) \cdot P_j, \quad (28)$$

где P_j - вероятность аннигиляции из j -го электрон-позитронного состояния.

В наиболее простом эксперименте, когда угловая кривая несет информацию только об одном типе дефектов, выражение (28) можно записать в следующем виде:

$$N(\theta) = N_f(\theta) \cdot (1 - P_t) + N_t(\theta) \cdot P_t, \quad (29)$$

где $N_f(\theta)$ - аннигиляция позитронов из свободного состояния и $N_t(\theta)$ в дефекте.

Величину P_t часто обозначают символом F и называют параметром, характеризующим долю аннигиляции в дефекте.

В экспериментах на установках с длиннощелевой геометрией для математической обработки результатов используют параметр H

$$H = \frac{\int_{-c}^c N(p_z) \cdot dp_z}{\int_{-\infty}^{\infty} N(p_z) \cdot dp_z}, \quad (30)$$

где интеграл $\int_{-c}^c N(p_z) \cdot dp_z$ берется вокруг маленькой области в пике кривой угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов.

Наличие дефектов в исследуемом веществе приводит к сужению кривой угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов и, следовательно, к увеличению параметра H . Величина эффекта зависит от пределов интегрирования $(-c; c)$ и различия в кривых для аннигиляции из свободного состояния и аннигиляции в дефектах.

Другими параметрами, удовлетворяющими требованию (28), являются параметры S и W . W - параметр определяется как интеграл для части кривой в области больших значений импульса:

$$W = \frac{\int_0^{\infty} N(p_z) \cdot dp_z}{\int_{-\infty}^{\infty} N(p_z) \cdot dp_z}, \quad (31)$$

Значение параметра W подвержено большим статистическим ошибкам, в силу низкой статистики на краях кривой.

Параметр S эквивалентен параметру H . При этом выбор пределов интегрирования для выражений (31) и (30) серьезным об-

разом влияет на чувствительность этих параметров при изучении дефектов методом аннигиляции позитронов.

Часто используются такие параметры, как отношение S/W очень чувствительного к дефектам, но нелинейного в смысле выражения (28) и параметр $D = S - W$, удовлетворяющий соотношению (25), но обладающий большей статистической ошибкой.

В ряде экспериментов по исследованию фазовых переходов используется параметр R :

$$R = \left| \frac{H - H_j}{W - W_j} \right| = \left| \frac{H_t - H_j}{W_t - W_j} \right|, \quad (32)$$

который не зависит от вероятности P_j аннигиляции из j -го электрон-позитронного состояния.

Введение параметра R позволило объяснить эксперименты по аннигиляции позитронов в оттоженных материалах. На рис. 12 приведено изменение параметра R от температуры отжига для образцов меди. В области температур от 30 до 200 К параметр R остается неизменным, что объясняется аннигиляцией позитронов в вакансиях. Возрастание параметра в области от 200 К до 300 К отражает процесс образования трехмерных вакансионных кластеров, которые в конце стадии отжига образуют вакансионные петли, наблюдаемые в электронный микроскоп.

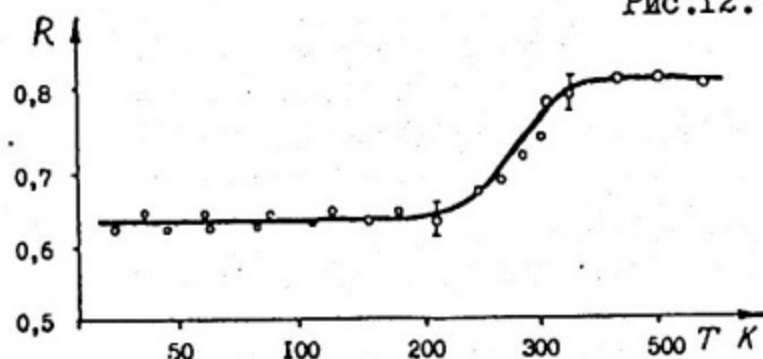


Рис. 12. Зависимость R -параметра от температуры отжига облученного электронами медного образца

Завершая главу, следует отметить, что позитронная диагностика в настоящее время все более и более широко используется в различных областях естественных наук (химии, физике твердого тела, квантовой радиоэлектронике, медицине). Своеобразный меченый атом — позитроний оказался чувствительным детектором присутствия свободных атомов и радикалов. Сопоставление скоростей реакций водорода и позитрония (например, их взаимодействия с Fe^{3+} и Fe^{2+}) позволило вскрыть роль диффузионных и квантовых (туннельный эффект) факторов в химической кинетике. Наблюдая из-

менения характера аннигиляции позитронов с составом и давлением газа, удается измерять времена жизни промежуточных активных комплексов порядка 10^{-12} с и менее.

ГЛАВА 2. МЕССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

В 1958 году немецкий физик Р. Мессбауэр обнаружил, что в кристаллах процессы испускания, поглощения и рассеяния γ -квантов ядрами могут быть при определенных условиях упругими. Когда эти условия выполняются, то энергия возбуждения ядра полностью переходит в энергию электромагнитного излучения при испускании γ -кванта, а энергия γ -кванта вся идет на возбуждение ядра при его поглощении. При этом не происходит возбуждения колебательных уровней кристаллической решетки, а импульс отдачи воспринимается всем кристаллом как единым целым.

Наблюдаемый при этих условиях ядерный гамма-резонанс (эффект Мессбауэра) — это испускание, поглощение или рассеяние γ -квантов ядрами без потери части энергии электромагнитного перехода на отдачу ядра и колебания решетки.

2.1. Физическая картина

2.1.1. Сохранение импульса. Свободное ядро, испустившее γ -квант с энергией $E_\gamma = h\nu$, получает импульс отдачи $p = h\nu/c$ и соответствующую ему кинетическую энергию отдачи

$$R = \frac{p^2}{2m} = \frac{(h\nu)^2}{2mc^2}, \quad (33)$$

где m — масса ядра, c — скорость света.

Если энергии ядерных γ -переходов невелики (не более 300–350 кэВ), то энергия отдачи свободных ядер может не превышать 1 эВ.

В этом случае нельзя игнорировать химическую связь атомов, ядра которых излучают γ -кванты. Энергия химической связи обычно находится в пределах 1–15 эВ. Когда энергии отдачи атома недостаточно для разрыва химических связей в кристалле, импульс ядра воспринимается твердым телом как единым целым, а его величина остается такой же, как и в случае, когда γ -квант излучает свободное ядро. Если кристалл жестко

связан с массивным телом, например с Землей, то импульс передается этому телу, вызывая его движение с кинетической энергией $P^2/2M$, где M — масса тела.

Однако одновременно с испусканием γ -кванта связанным ядром в кристалле могут возникнуть фононы — коллективные колебания атомов решетки с характерной энергией 10^{-2} – 10^{-1} эВ. Такие колебания можно представить в виде стоячих или суммы бегущих волн. Для каждой волны с импульсом в одном направлении существует волна с импульсом в противоположном направлении. В результате среднее значение импульса колебаний решетки всегда будет равно нулю, поэтому импульс отдачи ядра, испустившего γ -квант, не будет передан колебаниям решетки, несмотря на то, что причиной этих колебаний явилась отдача ядра. В этом случае переданная кристаллу энергия не связана с переданным ему импульсом. Подобные ситуации встречаются и в классической физике, например в задаче о пуле, ударяющей в очень тяжелый маятник.

2.1.2. Сохранение энергии. Энергия электромагнитного перехода может распределиться между излученным γ -квантом, колебаниями решетки и кристаллом как целым. Если γ -квант получает всю энергию перехода, то такой переход называется мессбауэровским, упругим, безотдачным. Его вероятность существенно отлична от нуля, если энергия отдачи R , вычисленная для свободного ядра, меньше энергии квантов колебаний решетки $R < \hbar\omega$ (рис. 13).

В этом случае импульсу, который сообщается γ -квантом ядру и воспринимается кристаллом как единым целым, будет соответствовать бесконечно малая величина кинетической энергии кристалла $T = \frac{(\hbar\gamma)^2}{2Mc^2}$, где M — масса кристалла, которая много больше массы ядра.

Всякий возбужденный уровень характеризуется не только величиной энергии возбуждения, но и своей естественной шириной Γ . Эта ширина связана со средним временем жизни возбужденного состояния ядра соотношением неопределенности

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar.$$

Эффект Мессбауэра будет иметь место лишь тогда, когда $T \ll \Gamma$.

На рис. 14 сопоставлены энергии, связанные с ядерными процессами, химической связью, колебаниями решетки и эффектом Мессбауэра.

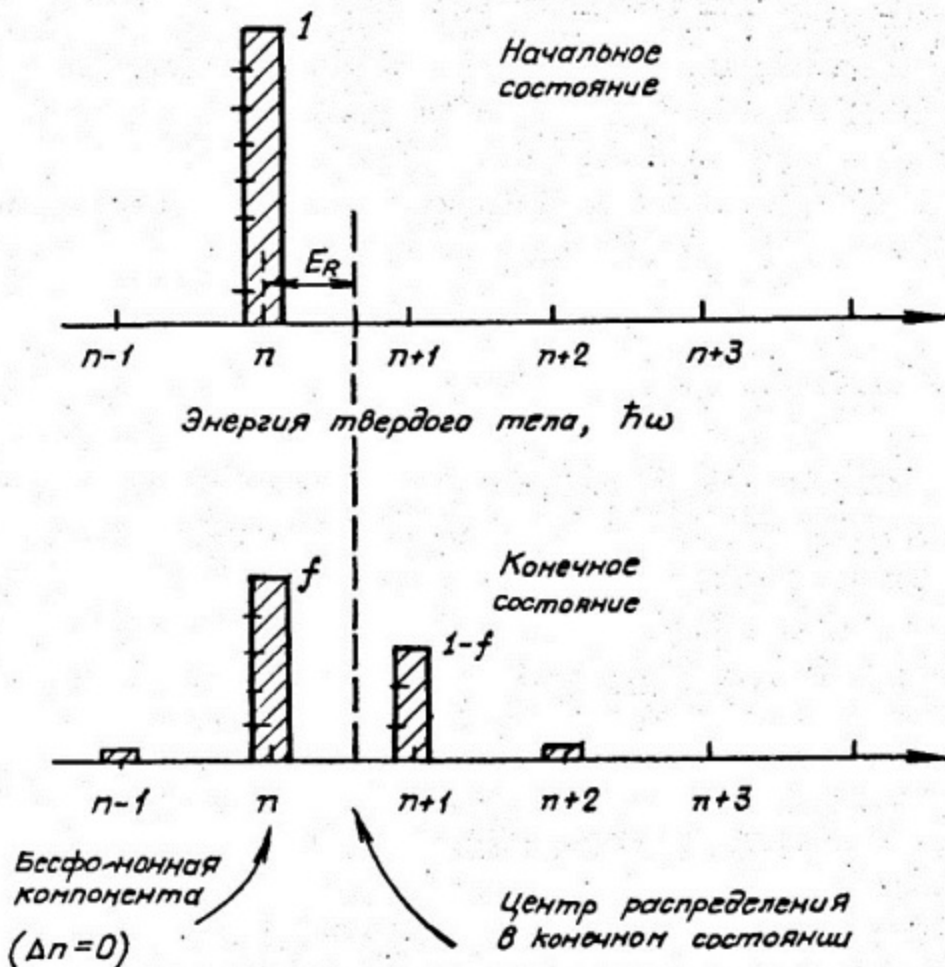


Рис.13. Вероятность процесса без потери энергии ядерного перехода на кинетическую энергию отдачи ядра (модель Эйнштейна)

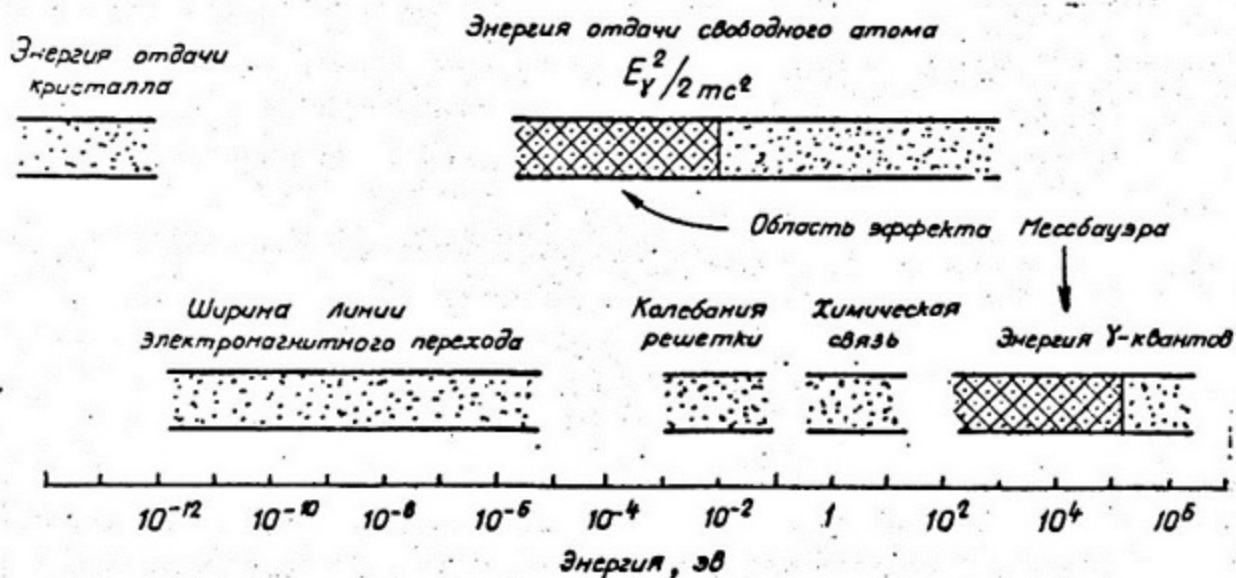


Рис.14. Шкала энергий ядерных и атомных процессов, связанных с эффектом Мессбауэра

2.1.3. Колебания решетки. Для понимания механизма испускания γ -квантов без отдачи необходимо знать основы теории колебаний решетки. При простейшем рассмотрении можно выделить две модели твердого тела: модель Эйнштейна и модель Дебая. Эти модели возникли для объяснения уменьшения теплоемкости твердых тел ниже некоторой критической температуры. Эйнштейн предположил, что твердое тело состоит из большого числа независимых линейных осцилляторов, каждый из которых колеблется с одной и той же частотой ω_E (рис. 15а). Частоте ω_E соответствует некоторая температура θ_E (температура Эйнштейна), определяемая из соотношения

$$E_E = \hbar \omega_E = k \cdot \theta_E, \quad (34)$$

где k - постоянная Больцмана.

Однако предсказываемое этой моделью уменьшение теплоемкости не совпадает с экспериментальными наблюдениями при очень низких температурах. Дебай улучшил согласие между расчетами и экспериментом, введя осцилляторы с непрерывным спектром частот.

По модели Дебая в решетке имеется континуум состояний осцилляторов с разными характеристическими частотами ω вплоть до некоторой максимальной частоты ω_D , которая определяется числом осцилляторов N в объеме решетки V и характеризуется дебаевской температурой θ_D :

$$\hbar \omega_{\max} = k \theta_D. \quad (35)$$

Функция распределения осцилляторов по частотам имеет вид (рис. 15б):

$$f(\omega) = \text{const} \cdot \omega^3. \quad (36)$$

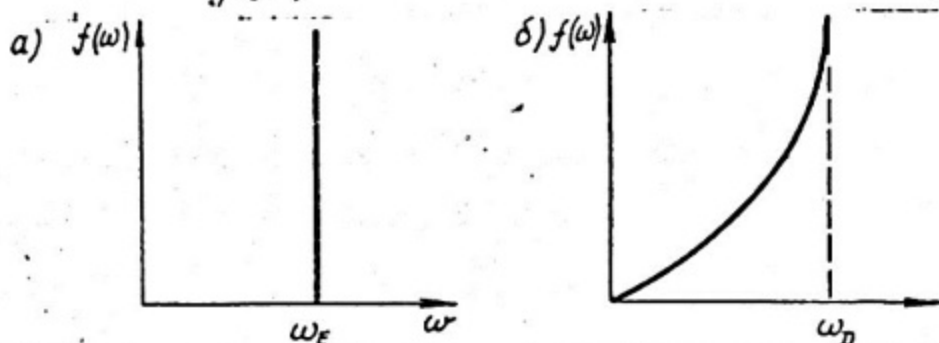


Рис.15. Спектры колебаний решетки твердого тела:

а - по модели Эйнштейна, б - по модели Дебая

Из условия нормировки, которое задается в виде:

$$\int_0^{\omega_{\max}} 4\pi \frac{V \omega^2 d\omega}{(2\pi)^3} \cdot \frac{3}{u^3} = 3N, \quad (37)$$

где l - средняя скорость звука в данном твердом теле,
 N - полное число степеней свободы в решетке, следует, что

$$\omega_{\max} = \omega_D = [6\pi^2 u^3 \frac{N}{V}]^{1/3}$$

или $k \theta_{\max} = \hbar \omega_{\max} = k \cdot \theta_D = \hbar \cdot \omega_D = \hbar [6\pi^2 u^3 \frac{N}{V}]^{1/3}$.

Функция распределения по характеристическим частотам может быть выражена в виде:

$$f(\omega) \cdot d\omega = 9N \left(\frac{\hbar}{k\theta}\right)^3 \omega^2 d\omega, \text{ при } \hbar\omega \leq k\theta_D \quad (38)$$

и $f(\omega) d\omega = 0$ при $\hbar\omega > k \cdot \theta_D$. (38a)

В простейшем случае кубического изотропного кристалла максимальная частота ω_{\max} и дебаевская температура θ_D приближенно характеризуются соотношением

$$\hbar \omega_{\max} = k \cdot \theta_D \approx 2\pi \frac{u}{2d} \cdot \hbar, \quad (39)$$

где d - постоянная решетки.

2.1.4. Вероятность эффекта Мессбауэра. В классическом рассмотрении векторный потенциал электромагнитной волны можно записать в виде:

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(i\gamma_0 t), \quad (40)$$

где $\gamma_0 = \text{const}$ - частота электромагнитной волны; а A_0 - обычно нормировано: $|A_0|^2 = I$.

Если источник электромагнитной волны движется со скоростью $v(t)$, малой по сравнению со скоростью света c , то эффект Доплера приведет к изменению частоты γ :

$$\gamma(t') = \gamma_0 \cdot \left[1 + \frac{v(t')}{c}\right]. \quad (41)$$

В этом случае выражение (40) нужно заменить на следующее

$$A(t) = A_0 \cdot \exp\left[i \int^t v(t') \cdot dt'\right]. \quad (42)$$

(t и t' - время в различных системах координат: t - лабораторная система, t' - система, связанная с движущимся источником электромагнитной волны).

Подставляя (41) в (42) и интегрируя, получим:

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(i\gamma_0 t) \cdot \exp\left[i\gamma_0 \frac{x(t)}{c}\right]$$

или

$$A(t) = A_0 \exp(i\gamma_0 t) \cdot \exp\left[i \frac{x(t)}{\lambda}\right], \quad (43)$$

где $x = v(t)$ и $\lambda = c/\gamma_0$.

Если источник электромагнитных колебаний совершает простые гармонические колебания с частотой ω_0 и амплитудой X_0 :

$$X(t) = X_0 \cdot \sin \omega_0 t, \quad (44)$$

то векторный потенциал в этом случае будет иметь вид:

$$A(t) = A_0 \exp(i\gamma_0 t) \cdot \exp\left[\frac{iX_0 \sin \omega_0 t}{\lambda}\right]. \quad (45)$$

Такое выражение хорошо известно из теории частотной модуляции радиоволн. Спектр, первоначально содержащий одну несущую частоту γ_0 , расщепляется на линии с частотами

$$\gamma_0, \gamma_0 \pm \omega_0, \gamma_0 \pm 2\omega_0, \gamma_0 \pm 3\omega_0.$$

Несмещенную линию с частотой γ_0 можно идентифицировать с мессбауэровской линией электромагнитного перехода в ядре.

Тепловые колебания излучающих и поглощающих ядер также, естественно, приводят к частотной модуляции γ -квантов (рис.16). Глубина модуляции определяется отношением смещения X излучателя к длине электромагнитной волны $\lambda = \frac{\hbar c}{E_\gamma}$ (E_γ - энергия γ -кванта). Чем меньше амплитуда колебаний излучателя и чем больше длина волны γ -кванта, тем больше интенсивность линии Мессбауэра (т.е. тем больше доля безотдачных ядерных переходов). С ростом температуры среды амплитуда колебаний растет и интенсивность несмещенной линии падает, поэтому в жидкостях и газах эффект Мессбауэра полностью отсутствует.

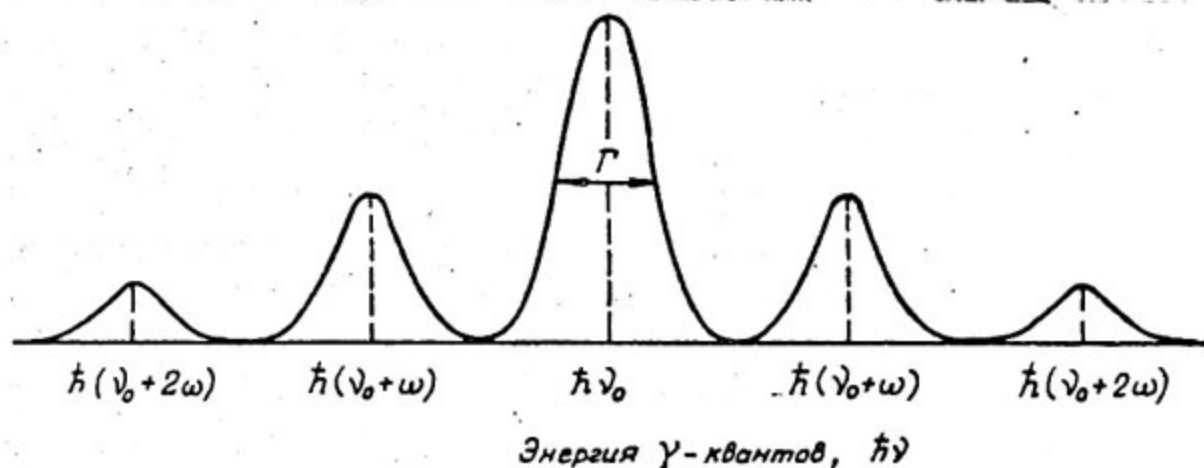


Рис.16. Спектр классической электромагнитной волны конечной протяженности, испускаемой твердым телом, описанным по модели Эйнштейна

Вероятность упругого испускания f или поглощения f' , отнесенная на один испущенный (поглощенный) ядром γ -квант, выражается фактором Дебая-Валера:

$$f = \exp(-\bar{x}^2/\lambda^2), \quad (46)$$

где \bar{x}^2 - средний квадрат смещения атома из положения равновесия в направлении полета γ -кванта (величина \bar{x}^2 обусловлена нулевыми и тепловыми колебаниями атома).

Формула (46) допускает простое физическое толкование. В области пространства с линейными размерами $\sqrt{\langle x^2 \rangle}$ непрерывно излучается электромагнитная волна. Если размеры этой области больше длины волны λ , то отдельные части волнового цуга, исходящие из разных точек этой области гасятся в результате интерференции друг с другом. В результате доля фотонов, имеющих несмещенную частоту ν_0 , резко уменьшается.

Чтобы увеличить эту долю f , надо уменьшить по сравнению с длиной волны λ линейные размеры области, в которой происходит излучение электромагнитной волны, то есть уменьшить амплитуду тепловых колебаний излучающего γ -квант ядра. Тогда из соотношения неопределенности следует, что импульс таких колебаний должен быть большим.

Спектр, показанный на рис. 16, основан на эйнштейновской модели твердого тела, согласно которой наименьшая энергия, переданная твердому телу, равна $E_E = \hbar \omega_E$. Если энергия отдачи свободного ядра R меньше этой энергии, то вероятность испускания фонона будет мала, решетка не возбуждается, и энергия излученного γ -кванта будет равна полной энергии электромагнитного перехода $\hbar \nu_0$. Расчетное значение вероятности f этого процесса при таком рассмотрении определяется выражением:

$$f = \exp\left(-\frac{R}{k\theta_E}\right) \quad (47)$$

Случай дебаевской модели более сложен. Предположим, что в процессе распада возбуждается только колебание решетки с самой короткой из всех длин волн (т.е. с максимальной энергией $E_D = \hbar \omega_D = k \cdot \theta_D \cdot t$). Длина волны такого колебания $\lambda = 2d$, где d - постоянная решетки.

В теории твердого тела с непрерывным спектром частот колебаний, такой, как в модели Дебая, соответствующая энергия колебаний равна

$$E_D = \hbar \omega_D = \frac{\hbar u}{\lambda} \approx \frac{2\pi \hbar u}{2d} \quad (48)$$

где u - скорость звука в твердом теле.

Если бы это колебание решетки было единственным, которое можно возбудить, то этот случай был бы аналогичен описанному с использованием модели Эйнштейна и вероятность упругого (мессба-

уэровского) перехода (при $R < E_D$) определялась бы аналогично (47)

$$f = \exp\left(-\frac{R}{k \cdot \theta_D}\right). \quad (47a)$$

Однако по модели Дебая возможны колебания (рис. 15б) и с большей длиной волны, т.е. с меньшей энергией $E = \hbar\omega$, но для этого в начальный момент необходимо привести в движение сразу N атомов. Длина волны такого колебания равна $2dN$, а связанная с ней энергия согласно (48) равна

$$E_{DN} = \frac{\hbar\omega}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar\omega}{2dN} = \frac{E_D}{N}. \quad (48a)$$

Масса такой колеблющейся системы из N связанных атомов равна $N \cdot m$ (m - масса одного атома). Ядро только одного из этих N атомов в момент времени t излучает γ -квант, поэтому вся система N атомов получает энергию отдачи:

$$R_N = \frac{(\hbar\nu)^2}{2N \cdot m} = \frac{R}{N}. \quad (49)$$

И хотя энергия, которая требуется, чтобы возбудить колебания с длиной волны $\lambda = 2dN$ согласно (48a) будет в N раз меньше и равна E_D/N , эти колебания все равно не возникнут, так как энергия отдачи R_N , которую получит система из N связанных атомов будет тоже в N раз меньше согласно (49). Такое утверждение, конечно, справедливо лишь при условии, что $R < E_D$, то есть когда имеет место мессбауэровский переход. Теоретические расчеты с учетом модели Дебая дают значение вероятности для безотдачного перехода

$$f = \exp\left(-\frac{3R}{2k \cdot \theta}\right). \quad (50)$$

Выражения (47) и (50) справедливы только при температуре абсолютного нуля $T = 0$, когда все осцилляторы решетки находятся в своем основном состоянии (нулевые колебания). При $T \neq 0$ некоторое количество осцилляторов возбуждено (тепловые колебания!), и становятся возможными переходы с вынужденным испусканием фононов.

2.2. Методика мессбауэровского эксперимента

2.2.1. Принцип измерения. При наблюдении эффекта резонансного излучения, поглощения или рассеяния измеряется интенсивность прошедших или рассеянных γ -квантов в зависимости от скорости, с которой источник, поглотитель или рассеиватель движутся относительно друг друга. Скорость считается положительной, если источник движется к поглотителю. Механическое движение должно точно

регулироваться по скорости. Определяющей характеристикой является скорость, а не смещение, так как сдвиг энергии γ -кванта ΔE_γ является линейной функцией скорости:

$$\Delta E_\gamma = \frac{v}{c} E_\gamma \quad (51)$$

Движение, таким образом, модулирует энергию γ -кванта, а не компенсирует отдачу ядра. Это обстоятельство позволяет исследовать область спектра вблизи энергии мессбауэровского перехода. Относительные скорости, необходимые для этого, сравнительно невелики (от 0,01 см/с до 10+20 см/с) и много меньше скоростей, возникающих при отдаче свободного ядра.

Системы движения бывают с постоянной и переменной скоростью. Если скорость движения постоянна, то кривая зависимости интенсивности прошедшего (или рассеянного) излучения от скорости получается последовательно по отдельным точкам. В этом случае информация накапливается для выбранных точек в интересующем нас интервале скоростей, с помощью пересчетного устройства.

В установках с переменной скоростью источник γ -квантов (или поглотитель), закрепленный на штоке электродинамического вибратора, движется возвратно-поступательно с постоянным ускорением (рис. 17). Зависимость смещения источника от времени будет меняться по параболическому закону, так как скорость — линейная функция времени. Такой режим осуществляется подачей на рабочую катушку электродинамического вибратора линейно изменяющегося напряжения (например, пилообразного). С измерительной катушки электродинамического вибратора снимается электрический сигнал, пропорциональный скорости движения источника, т.е. также линейно изменяющийся. Он сравнивается с линейно изменяющимся напряжением, подаваемым на электродинамический вибратор с генератора линейного напряжения. В случае отклонения от линейного закона, на рабочую катушку электродинамического вибратора посылается сигнал коррекции. Таким образом, вся система движения в целом поддерживает линейный закон изменения скорости (режим постоянного ускорения) с большой точностью (обычно не хуже 0,3%).

Любому моменту времени t_i , который отсчитывается от начала каждого периода, соответствует своя энергия γ -кванта E_γ^i , так как скорость зависит от времени линейно.

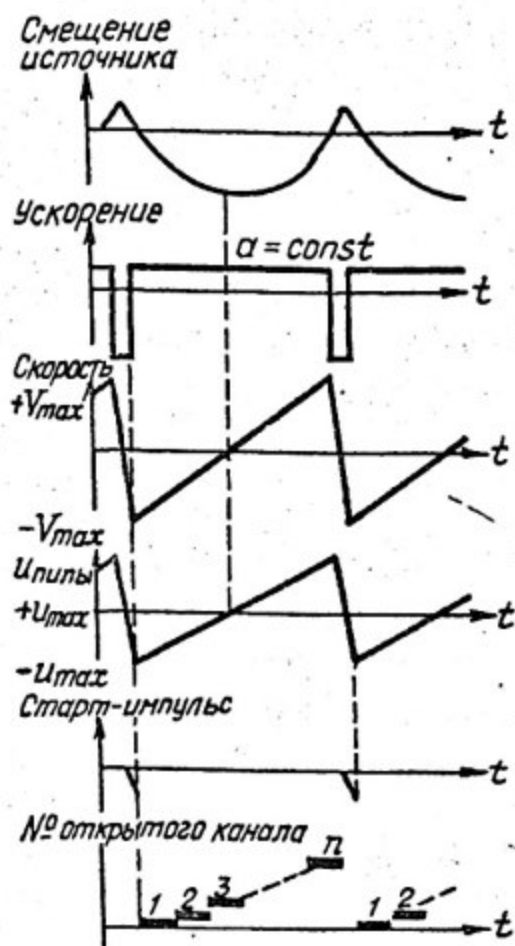


Рис.17. Функциональные диаграммы, поясняющие работу системы движения в режиме постоянного ускорения (равнопеременной скорости)

2.2.2. Детекторы. Ядра, находящиеся в низкоэнергетическом возбужденном состоянии, могут переходить в основное состояние, либо испуская γ -кванты, либо передавая свою энергию атомному электрону (электрону конверсии), вылет которого сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Энергия рентгеновского и γ -излучения, с которым приходится иметь дело в мессбауэровских экспериментах, колеблется от 3,4 кэВ до 150+200 кэВ. Кроме того, как правило, в ядрах источника имеются высокоэнергетические переходы, предшествующие мессбауэровским (рис.18), которые создают значительный фон, мешающий регистрации низкоэнергетического излучения и конверсионных электронов.

При выборе детектора нужно учитывать три основных фактора:

- энергетическое разрешение, необходимое для выделения мессбауэровского излучения из сложного спектра;
- максимально возможная эффективность регистрации в области энергии мессбауэровского перехода;
- низкая чувствительность к фоновому γ -излучению.

В мессбауэровской спектроскопии применяются в основном четыре типа детекторов: сцинтилляционные счетчики, полупровод-

никовые детекторы, пропорциональные и резонансные счетчики.

При работе в условиях большого фона целесообразно использовать пропорциональные и резонансные детекторы.

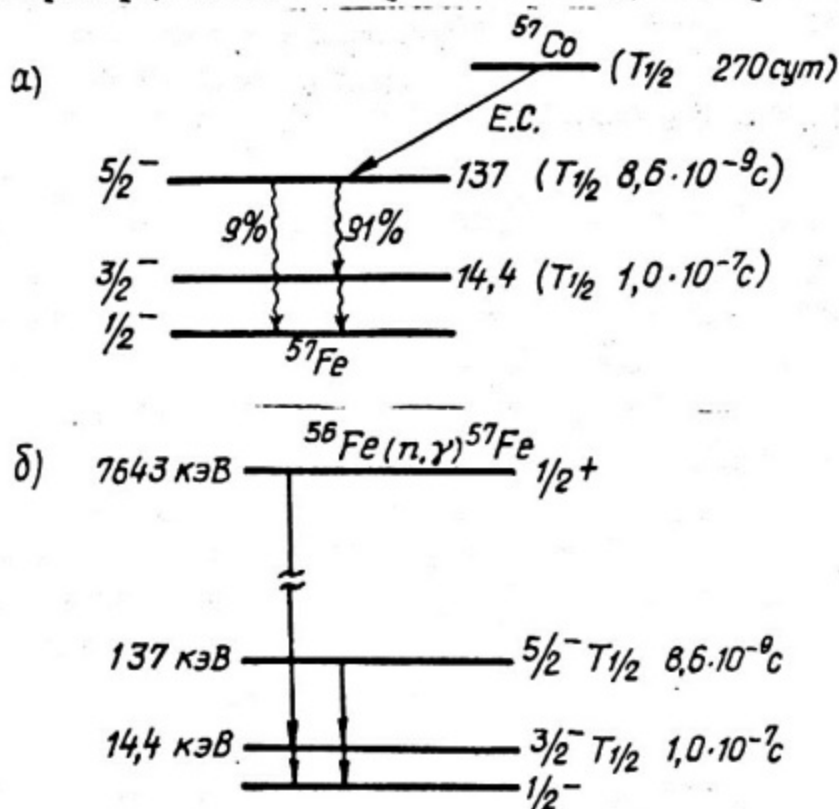


Рис.18. Схема распада ядра ^{57}Co (а) и упрощенная схема распада ядра ^{57}Fe , образовавшегося в реакции $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$ (б)

2.2.3. Мессбауэровские источники. Обычно для мессбауэровских экспериментов в качестве источников излучения используются долгоживущие изотопы, распадающиеся через стадию образования мессбауэровского уровня, т.е. такого энергетического уровня ядра, с которого можно наблюдать испускание γ -кванта без потери энергии на отдачу.

Доля γ -квантов, испускаемых без отдачи, должна быть большой, ширина испускаемой γ -линии - близка к естественной ширине уровня, а материал источника - химически устойчив. Матрицу для внедрения активных атомов следует выбирать так, чтобы свести к минимуму влияние нежелательных эффектов, а именно:

поглощение и рассеяние резонансных γ -квантов в источнике за счет фотоэффекта и эффекта Комптона;

наличие близкого по энергии рентгеновского излучения у атомов матрицы.

Обязательным условием для стандартного источника является отсутствие расщепления мессбауэровского уровня.

В совокупности все эти требования могут оказаться взаимоисключающими, тогда приходится искать оптимальное, компромиссное решение.

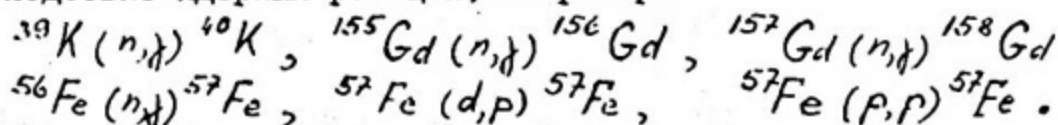
Активность источника выбирается с учетом возможных предельных загрузок детектора, усилителя и дискриминатора, используемых для выделения исследуемой линии, а также времени жизни мессбауэровского изотопа. Величина активности колеблется от десятых долей до 100–150 мКи.

Наиболее распространенные мессбауэровские долгоживущие источники ^{57}Co и ^{119}Sn . В настоящее время они изготавливаются промышленным способом.

Стандартные мессбауэровские источники используются в экспериментах, где регистрируется прошедшее через поглотитель или рассеянное резонансное излучение. Это абсорбционная мессбауэровская спектроскопия (АМС) и спектроскопия рассеянного мессбауэровского излучения. Здесь объектом исследования является поглотитель или рассеиватель.

Однако большей информативностью обладают эксперименты, в которых исследуется сам источник – эмиссионная мессбауэровская спектроскопия (ЭМС). В этом случае мессбауэровские ядра входят в состав различных исследуемых соединений и материалов, и требования, предъявляемые к стандартным мессбауэровским источникам, становятся уже необязательными. Для эмиссионных экспериментов стандартизованы поглотители.

Возбужденные мессбауэровские уровни могут возникать также и вследствие ядерных реакций, например:



2.2.4. Спектрометр. Типичная блок-схема мессбауэровского спектрометра приведена на рис.19. Источник – ^{57}Co , ядра которого внедрены в кристаллическую решетку хрома (см.рис.18,а). Мессбауэровские γ -кванты возникают при переходе $^{57}\text{Co}^* \rightarrow ^{57}\text{Co}$. Поглотителями являются вещества, содержащие ядра ^{57}Fe в различных комплексах.

В качестве детектора часто используется тонкий кристалл $\text{NaI}(\text{Tl})$ толщиной 0,1–0,5 мм со спектрометрическим фотоэлектронным умножителем.

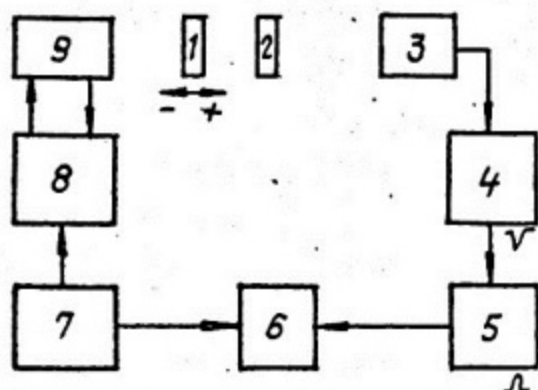


Рис.19. Типичная блок-схема месбауэровского спектрометра:
 1 - источник, 2 - поглотитель, 3 - ФЭУ, 4 - усилитель спектрометрический (УС), 5 - дифференциальный дискриминатор (ДД), 6 -анализатор импульсов, работающий в режиме последовательного переключения каналов (АИ), 9 - вибратор

Электродинамический вибратор обеспечивает движение источника относительно поглотителя с равнопеременной скоростью (постоянным ускорением) в широком диапазоне скоростей. Импульсы с детектора через спектрометрический усилитель (УС) поступают на вход дифференциального дискриминатора (ДД), с помощью которого из всего спектра, испускаемого источником, вырезается линия 14,4 кэВ, соответствующая месбауэровскому переходу. Импульсы стандартной амплитуды с (ДД) подаются на анализирующий вход временного анализатора импульсов (АИ).

С приходом на управляющий вход временного анализатора стартового импульса с генератора линейного напряжения в запоминающем устройстве анализатора начинают последовательно открываться (переключаться) каналы, в которых регистрируются импульсы, пришедшие с дифференциального дискриминатора (ДД) в различные моменты времени (рис. 17, 19).

Скорость источника меняется линейно и синхронно во времени с переключением каналов, что обеспечивает однозначное соответствие номера канала и доплеровского изменения энергии γ -кванта.

Описанный цикл за все время измерения повторяется многократно, в результате чего получается зависимость

$$N_i = f(E_j^i), \quad (52)$$

где N_i - число зарегистрированных импульсов в i -ом канале; E_j^i - энергия γ -кванта, соответствующая моменту времени t_i , а, следовательно, и скорости v_i . Эта зависимость носит название месбауэровского спектра.

В отсутствии поглотителя каналы анализатора заполняются равномерно ("белый спектр"). Отклонение от среднего числа импульсов в каналах

$$N = \sum_{i=1}^n \frac{N_i}{n},$$

где n - число каналов, должно находиться в пределах статистической погрешности.

Однозначная линейная связь между номером канала и скоростью движения (энергией γ -кванта) позволяет легко отградуировать спектрометр по скоростям и энергиям.

2.3. Параметры мессбауэровской спектроскопии и их связь с ядерными характеристиками

2.3.1. Изомерный сдвиг. Ядра в различных энергетических состояниях имеют неодинаковые радиусы, поэтому энергия кулоновского взаимодействия ядра с электронной оболочкой атома будет различна для возбужденного и основного состояния ядра. Эта разница взаимодействий пропорциональна плотности S -электронов в месте расположения ядра $|\psi_S(r)|^2$, где $\psi_S(r)$ - волновая функция S -электронов в центре атома. $\psi_S(r)$ неодинаково для различных химических соединений, что приводит к сдвигу линий испускания и поглощения в источнике и поглотителе:

$$\delta = E_{исп.} - E_{погл.} = \frac{2}{5} \pi z e^2 (R_B^2 - R_0^2) \left\{ |\psi_{(i)}|_{исп.}^2 - |\psi_{(i)}|_{погл.}^2 \right\} \quad (53)$$

где e - элементарный заряд, Z - порядковый номер ядра, R_0 и R_B - радиусы ядра в основном и возбужденном состояниях.

Экспериментально значение изомерного сдвига определяют как расстояние между положениями максимумов или по смещению центра тяжести резонансных кривых для стандартного поглотителя и исследуемого вещества (рис.20).

2.3.2. Квадрупольное воздействие. Оно вызывается взаимодействием электрического квадрупольного момента ядра с электрическим полем, которое неоднородно в месте расположения ядра в кристаллах с некубической решеткой. Для аксиально-симметричного поля с осью, направленной по оси Z , энергия квадрупольного взаимодействия дается выражением

$$E_Q = e \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \cdot \frac{Q}{4I \cdot (2I-1)} \cdot [3m^2 - I(I+1)], \quad (54)$$

где $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ - градиент напряженности электрического поля в месте нахождения ядра, I - спин ядра; m - магнитное квантовое число; Q - квадрупольный момент ядра.

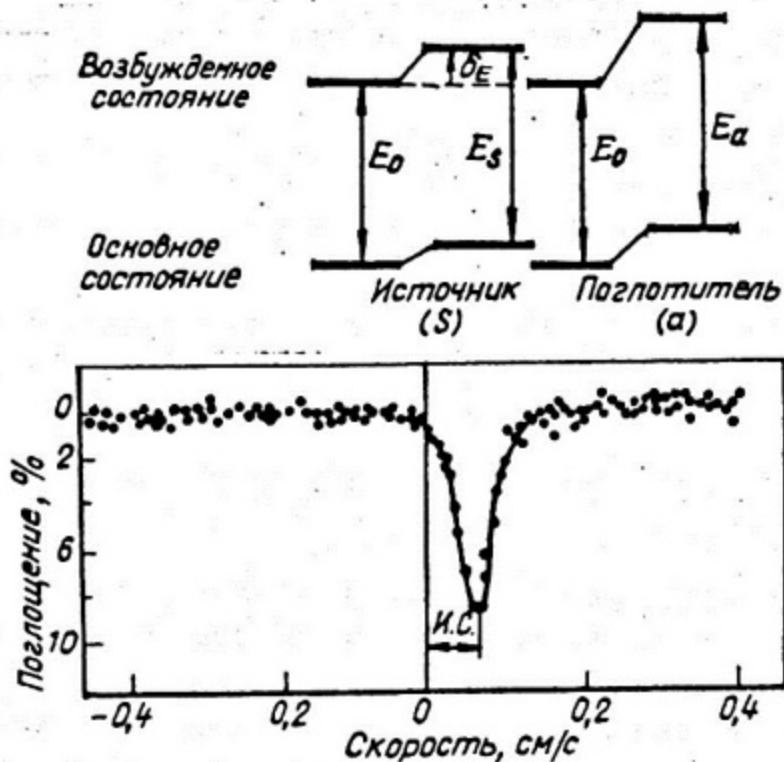


Рис.20. Изомерный сдвиг. Источник - ^{57}Co в хrome, поглотитель - ферроцианид брома, E_0 - энергия ядерного перехода в "голом" ядре, лишенном электронной оболочки, E_s и E_a - ядерные переходы в источнике и поглотителе соответственно

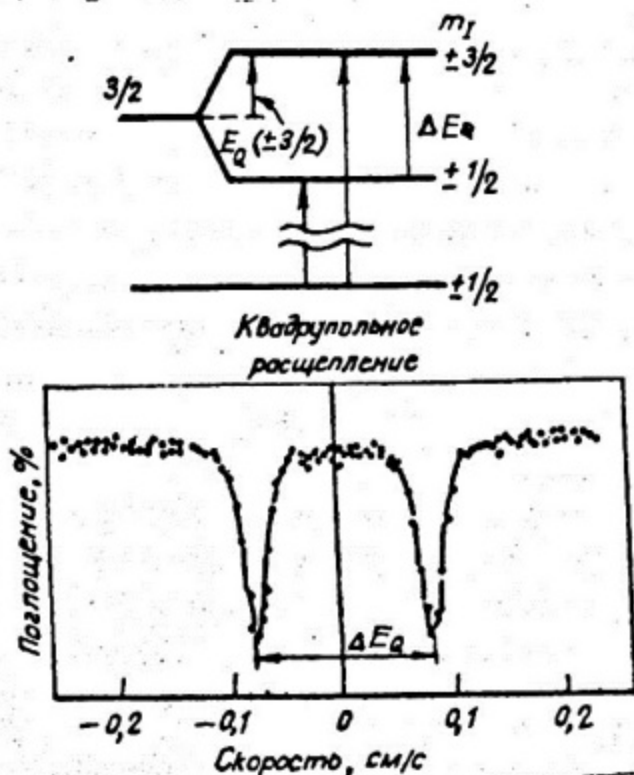


Рис.21. Квадрупольное расщепление. Источник - ^{57}Co в хrome, поглотитель - нитропруссид натрия

Для ядра ^{57}Fe основное состояние имеет $Q=0$, поэтому основной уровень нерасщеплен, а первое возбужденное состояние расщепляется на два ($\pm 3/2$ и $\pm 1/2$) подуровня с расстоянием между ними (рис. 21):

$$\Delta E_a = \frac{1}{2} e \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} Q. \quad (55)$$

Здесь на смещение ядерного энергетического уровня влияет произведение двух факторов: ядерного (квадрупольный момент Q) и электронного (градиент напряженности электрического поля $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$).

2.3.3. Магнитное расщепление. В мессбауэровских спектрах может наблюдаться также магнитная (зеemanовская) сверхтонкая структура ядерных уровней, обусловленная взаимодействием дипольного момента ядра μ с магнитным полем H , создаваемым электронной оболочкой (рис. 22).

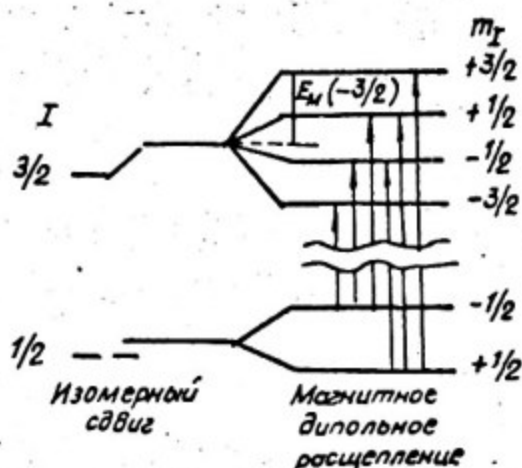
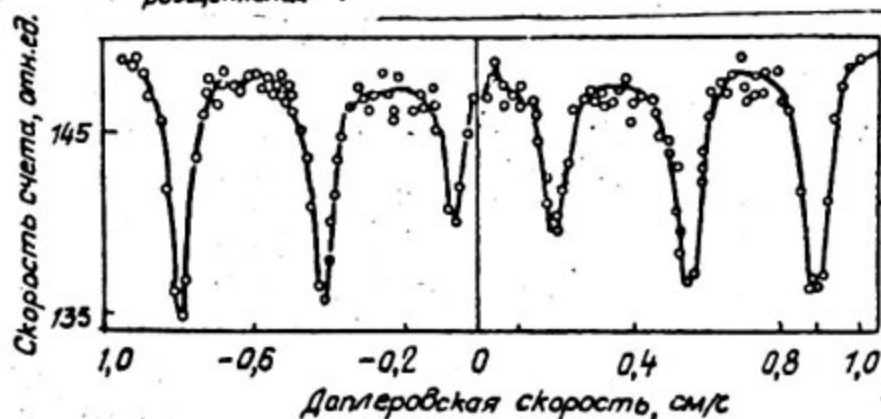


Рис. 22. Магнитное сверхтонкое расщепление основного и первого возбужденного состояний ^{57}Fe . Источник - ^{57}Co в хrome, поглотитель - Fe_2O_3 (антиферромагнетик). Знаки магнитных моментов в основном и возбужденном состояниях различны



Если за время жизни мессбауэровского уровня ядра на его магнитный момент действует эффективное магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой, то полностью снимается вырождение по m и каждый уровень расщепляется на $(2I+1)$ подуровней. Энергия магнитного взаимодействия записывается при этом в виде:

$$E_{\mu} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{H} , \quad (56)$$

где μ_I - магнитный момент ядра, H - вектор напряженности магнитного поля в месте нахождения ядра. Такого рода взаимодействие имеет место в магнитно-упорядоченных системах - ферромагнетиках, антиферромагнетиках и ферритах, находящихся в состояниях, которые ниже соответствующих точек Кюри (Нееля).

Однако и для вещества в парамагнитном состоянии может иметь место расщепление каждого уровня ядра на $2I+1$ подуровней, если время релаксации электронного спина сравнимо с периодом ларморовской прецессии ядра или больше его.

При наличии магнитного взаимодействия расстояния между расщепленными уровнями определяются выражением

$$\Delta E_{\mu} = -\mu_I \cdot \frac{H}{I} , \quad (57)$$

Таким образом, сюда так же, как и для изомерного сдвига и квадрупольного расщепления, входит произведение двух величин: ядерной - магнитный момент ядра и электронной - эффективное магнитное поле в месте нахождения ядра.

2.3.4. Форма и ширина линии. Энергетический спектр линии испускания в случае безотдачных переходов определяется следующим выражением

$$J(E, \nu) = \frac{\text{const}}{[E - E_p - \frac{v}{c} E_p]^2 + [\frac{\Gamma}{2}]^2} , \quad (58)$$

где E_p - энергия ядерного перехода (резонансная энергия);

$\frac{v}{c} E_p$ - доплеровский сдвиг линии испускания, соответствующий относительной скорости v между источником и поглотителем;

Γ - естественная ширина линии.

Определяя из экспериментально полученного мессбауэровского спектра ширину линии Γ , можно вычислить время жизни первого возбужденного уровня:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} . \quad (59)$$

Времена жизни, которые можно измерить в мессбауэровских экспериментах, находятся в пределах 10^{-6} - 10^{-10} с, что соответствует ширинам уровней 10^{-9} - 10^{-5} эВ.

Только в идеальном случае линии испускания и поглощения имеют естественную форму. Обычно экспериментальные линии уширены.

Причины уширения:

- конечная толщина источника и поглотителя;
- конечное разрешение аппаратуры по скорости;
- наличие внутренних полей, дефектов и примесей.

Для определения истинной формы и ширины линий испускания и поглощения результаты измерений экстраполируют к нулевым толщинам источника и поглотителя.

2.4. Применение эффекта Мессбауэра

2.4.1. Теория относительности и эффект Мессбауэра.

Сформулированный Эйнштейном принцип эквивалентности проводит аналогию между свободным движением тел в неинерционной системе отсчета и их движением в гравитационном поле. Ускорение тела в обоих случаях не зависит от его массы и других свойств, так что все тела при одинаковых начальных условиях движутся одинаковым образом. Следствием принципа эквивалентности является гравитационное красное смещение спектральных линий, которое можно рассматривать как изменение энергии фотона при его движении из одной области пространства в другую с другим гравитационным потенциалом. При прохождении пути h по вертикали сверху вниз энергия фотона возрастает. Относительное изменение энергии

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = -\frac{gh}{c^2}, \quad (60)$$

где g - ускорение силы тяжести.

Рассмотрим резонансную флуоресценцию между ядрами, находящимися в гравитационном поле с разными значениями потенциала (в поле тяжести Земли) (рис. 23).

Масса ядра в возбужденном состоянии больше, чем в основном на величину E_1/c^2 . При перестановке ядер местами (перестановка источника и поглотителя) система может совершить работу, равную $E_1 gh/c^2$. (Если бы квант не взаимодействовал с гравитационным полем, то мы могли бы повторять процесс обмена ядер местами и, следовательно, получать энергию с помощью такого "вечного" двигателя. Но это, естественно, невозможно, так как во время движения против направления гравитационного поля от одного ядра к другому γ -квант теряет энергию δE_γ , точно равную $\frac{E_1}{c^2} gh$. Другими словами, фотон должен взаимодействовать с гравитационным полем, как если бы он имел массу, равную $\frac{E_1}{c^2}$). При $h = 1\text{ м}$

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = 10^{-16}.$$

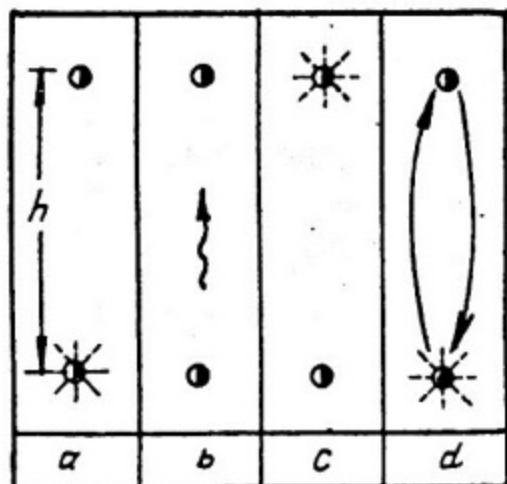




Рис.23. Движение γ -кванта в гравитационном поле от источника к поглотителю и обратно (к выводу формул для гравитационного красного смещения):

 Ядро в возбужденном состоянии
 Ядро в основном состоянии

Разрешающая способность метода мессбауэровской спектроскопии вполне достаточна, чтобы измерить в земных условиях влияние гравитации на изменение частоты γ -кванта. Наиболее подходящим для этих целей является изотоп ^{57}Fe , который имеет $\Gamma/E_0 = 3,1 \cdot 10^{-13}$ и с ним легко достигнуть больших величин эффекта резонансного поглощения. Паунд и Ребке провели такой эксперимент. Они расположили источник ^{57}Co и поглотитель ^{57}Fe на расстоянии 22,6 м по вертикали. Красное смещение должно было составлять при этом $2,5 \cdot 10^{-15}$ часть от $E_\gamma = 14,4$ кэВ или 1% от естественной ширины этой линии.

Для того, чтобы измерить такое малое ($2,5 \cdot 10^{-15}$) изменение энергии γ -кванта, составляющее лишь некоторую часть от естественной ширины линии, источник приводился в движение двумя различными способами одновременно. С помощью пьезоэлектрического датчика он колебался по гармоническому синусоидальному закону. Сам же пьезодатчик был установлен на стержне гидравлического цилиндра, который задавал источнику поступательное перемещение со скоростью $v = \frac{gh}{c} = 0,74$ мк/с для компенсации красного смещения. Для уменьшения поглощения в воздухе γ -кванты от источника к поглотителю проходили через трубу, наполненную газообразным гелием при нормальном давлении и комнатной температуре (средняя длина поглощения γ -квантов с энергией 14,4 кэВ в воздухе равна ~ 5 м, а в гелии ~ 200 м).

Полученные в эксперименте Паунда и Ребке результаты с точностью 4% согласуются с предсказанными формулой (60).

Гравитационное ускорение можно заменить кинематическим ускорением, создаваемым движением по круговой орбите. В этих опытах радиоактивный источник помещается на оси, а поглотитель — на краю быстровращающегося ротора ультрацентрифуги. Источник и по-

глутитель выбираются таким образом, что в состоянии покоя поглощение максимально (нерасщепленные и не сдвинутые друг относительно друга линии), а скорость счета после поглотителя, следовательно минимальна. Когда ротор раскручивается, скорость счета возрастает из-за различия потенциальных энергий в центре и на краю ротора. Ускорение на краю ротора равно $R\omega^2$. При скорости 600 об/с и радиусе $R = 10$ см ускорение в 10 раз превышает гравитационное ускорение Земли, поэтому легко получить большие эффекты.

Подставляя для гравитационного смещения вместо gh разность потенциальных энергий: в центре и на краю ротора, равную $(1/2) \cdot \omega^2 R^2$, имеем

$$\frac{\Delta E_{\lambda}}{E_{\lambda}} = \frac{\omega^2 R^2}{2c^2} = \frac{v^2}{2c^2}. \quad (61)$$

Для ротора радиусом 10 см, вращающегося со скоростью 600 об/с смещение $\Delta E/E$ составляет $7 \cdot 10^{-13}$, что сравнимо с шириной линии ^{57}Fe . Соотношение (42) было подтверждено экспериментами с точностью до нескольких процентов.

2.4.2. Применение в ядерной химии.

Три компоненты сверхтонкого взаимодействия: изомерный сдвиг, ядерное электрическое квадрупольное взаимодействие и ядерное магнитное дипольное расщепление, непосредственно рассматриваются в задачах химии. Изомерный сдвиг пропорционален плотности заряда электронов атома на ядре и поэтому непосредственно связан с химической связью и ковалентностью. Квадрупольное расщепление зависит от градиента электрического поля на ядре, создаваемого другими ионами решетки. Оно тесно связано с точечной симметрией решетки, окружением исследуемого атома, и содержит информацию о структуре кристалла. Магнитное дипольное расщепление является чувствительным параметром для определения магнитно упорядоченных состояний и дает информацию о многих из их свойств.

Сведения, которые можно получить из мессбауэровских экспериментов, измеряя изомерные сдвиги, нельзя получить никакими другими способами. Однако зависимость между изомерным сдвигом и химическими свойствами вещества неоднозначна.

Изомерный сдвиг линии может возникнуть, если радиус ядра различен у двух состояний, между которыми происходит электромагнитный переход. В противном случае оба уровня сдвигаются на

одинаковую величину, и энергия γ -кванта не изменяется. Следовательно, для обнаружения ядерного изомерного сдвига необходимы следующие условия:

- 1) распределение заряда ядра для двух состояний, между которыми происходит переход, должно быть различно;
- 2) волновые функции электронов (обычно S -электронов) должны значительно перекрывать волновые функции ядра;
- 3) эти волновые функции должны быть чувствительны к внешним (химическим) изменениям.

Необходимость этих трех условий подтверждается следующим простым расчетом.

Для вычисления сдвига ядерных уровней рассмотрим сначала точечное ядро с зарядом Ze и с двумя уровнями A и B , энергетическое расстояние между которыми равно E_0 . Электростатический потенциал, создаваемый этим точечным ядром, показан пунктирной линией на рис. 24а.

Теперь рассмотрим другое ядро с таким же зарядом, но с конечным радиусом R_a в основном состоянии A и радиусом R_b в возбужденном состоянии B (рис. 24, б).

Вследствие более слабого взаимодействия с электронами уровни A и B этого ядра расположены выше, чем уровни точечного ядра. Чтобы найти, например, сдвиг δE_a , нужно определить вклад электрического взаимодействия в полную энергию системы. В области от R_a до ∞ потенциалы ядра конечных размеров и точечного ядра одинаковы. Следовательно, для определения энергетического сдвига нужно учитывать только область пространства от 0 до R_a . Если предположить, что в этой области волновая функция $\Psi(r)$ соответствующих электронов не изменяется, и может быть заменена на $\Psi(0)$, то вклад в энергию взаимодействия от этой области будет равен

$$E(R_a) = \int_0^{R_a} V(r) \cdot e \cdot |\Psi(0)|^2 4\pi r^2 dr, \quad (62)$$

где $V(r)$ — электростатический потенциал ядра. Для точечного ядра $V(r) = \frac{Ze}{r}$ и

$$E(R_a) = -2\pi Ze^2 R_a^2 |\Psi(0)|^2. \quad (63)$$

Энергия $E(R_a)$ ядра конечных размеров зависит от распределения заряда. Наиболее простым является случай модели ядра с поверхностным распределением заряда, в которой электростатичес-

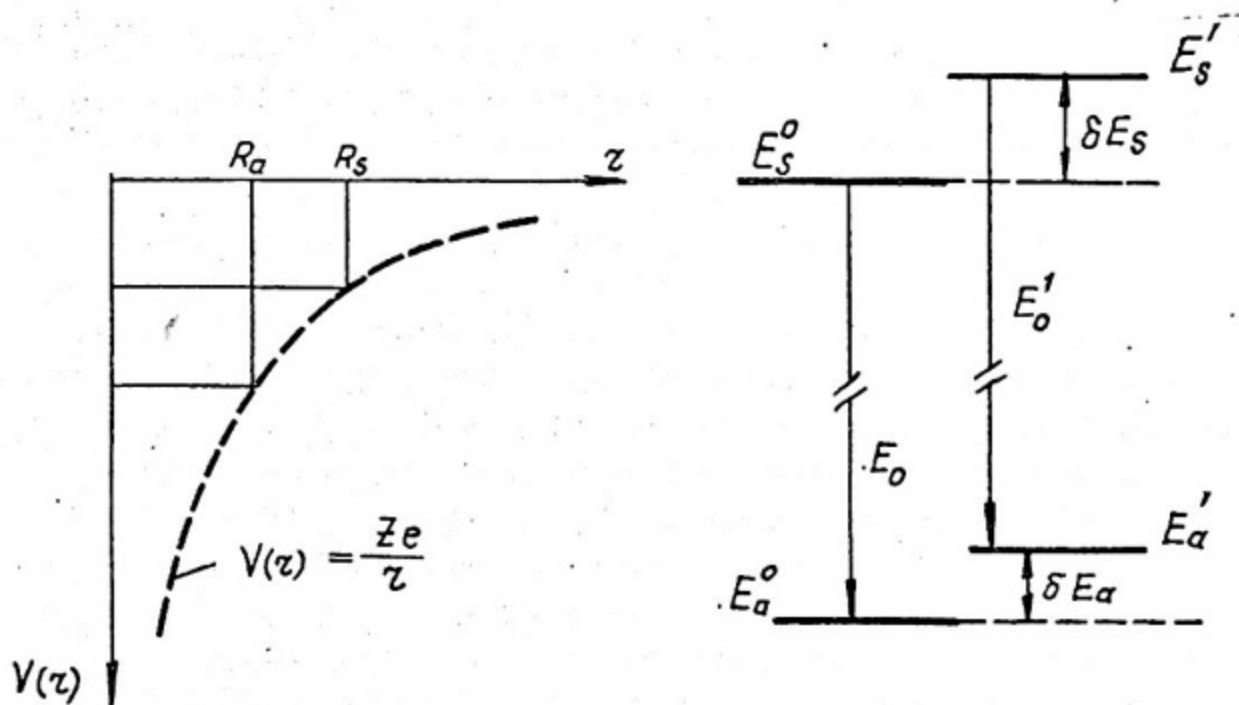


Рис. 24. Электростатический потенциал точечного ядра и ядра с зарядом, распределенным по поверхности (а); сдвиги уровней при переходе от точечного ядра к ядру с конечными размерами (б)

кий потенциал постоянен внутри ядра и равен внешнему потенциалу при $z=R$. Его вклад определяется выражением

$$E_s(R_a) = - \frac{4\pi}{3} Z e^2 R_a^2 / |\psi(r)|^2. \quad (64)$$

Разность между выражениями (63) и (64) дает сдвиг

$$\delta E_a^s = E_s(R_a) - E(R_a) = \frac{2\pi}{3} Z e^2 R_a^2 / |\psi(r)|^2. \quad (65)$$

Предположение о поверхностном распределении заряда является слишком упрощенным, но расчеты можно легко провести и для ядра с объемным распределением заряда $\rho(r)$. В этом случае выражение для δE имеет такую же форму, как и (65), но вместо радиуса ядра R_a в нем стоит среднеквадратический радиус:

$$\langle R_a^2 \rangle = \int \rho(r) r^2 dr = 4\pi \int \rho(r) r^4 dr. \quad (66)$$

Энергия перехода между уровнями B и A становится равной:

$$E_0' = E_0 + \delta E_s - \delta E_a = E_0 + \frac{2\pi}{3} Z e^2 / |\psi(0)|^2 [\langle R_a^2 \rangle - \langle R_s^2 \rangle]. \quad (67)$$

Обычно такое малое изменение энергии невозможно измерить. Однако если источник и поглотитель находятся в разном химичес-

ком окружении, при котором электронные волновые функции на ядрах источника и поглотителя различны, то эффект Мессбауэра позволяет найти разность энергий перехода в ядрах источника и поглотителя

$$\delta' = E_a - E_s = \frac{2\pi}{3} z e^2 [\langle R_a^2 \rangle - \langle R_s^2 \rangle] \cdot \left[|\psi_a(r)|^2 - |\psi_s(r)|^2 \right] \quad (68)$$

Формула (68) удовлетворяет трем изложенным выше требованиям и дает правильный порядок величины изомерного сдвига. Однако для многих применений желательно иметь более точные формулы.

Формула (68) показывает также, что в опытах по измерению изомерного сдвига можно получить сведения двух типов. С одной стороны, можно измерять различие радиусов ядра в основном и возбужденном состояниях, с другой - изучать изменения в волновых функциях ζ -электронов в различных веществах. Оба пути открывают большие возможности для дальнейших исследований.

Квадрупольное расщепление может помочь при определении химической структуры, так как оно чувствительно к точечной симметрии непосредственного окружения исследуемого атома. Отсутствие квадрупольного расщепления свидетельствует о кубической или почти кубической симметрии. Наличие квадрупольного расщепления указывает на значительное искажение симметрии. Однако эта величина слишком тесно связана с электронной структурой самого атома, поэтому из ее значения нельзя получить однозначную информацию о структуре кристалла.

Магнитное сверхтонкое расщепление позволяет установить наличие магнитно упорядоченных структур и определить их температуры Кюри (температуры фазового перехода, связанного со скачкообразным изменением свойств симметрии веществ).

2.4.3. Физика твердого тела

Характеристики, которые измеряются при наблюдении эффекта Мессбауэра (см. § 2) могут быть определены при очень разнообразных условиях и в широкой области изменения параметров. Выбор конкретных параметров определяется тем, какие именно свойства твердого тела исследуются.

Прежде всего, можно ввести резонансные ядра или в источник, или в поглотитель. Радиоактивное вещество может иметь одинаковый или различный химический состав с твердым телом, в которое оно вводится. Примесные резонансные ядра могут находиться в междоузлиях решетки или заменять ядра основного вещества; их концен-

трация может изменяться в широких пределах. Решетка, содержащая примеси, может быть хорошо отожжена или находиться в деформированном состоянии. При этом можно менять ее температуру или внешнее давление. Можно также наложить на образец внешнее магнитное или электрическое поле. Испущенное или поглощенное излучение и его характеристики можно исследовать под различными углами по отношению к направлению внутренних или внешних полей или к осям анизотропии решетки. Эффект Мессбауэра можно измерять по пропусканию или по рассеянию; при этом можно регистрировать γ -кванты, электроны внутренней конверсии или рентгеновское излучение, сопровождающее внутреннюю конверсию. Можно использовать интерференционные эффекты. Временная зависимость различных величин может изучаться либо с помощью метода запаздывающих совпадений, либо путем помещения в одну и ту же решетку ядер с различными временами жизни возбужденных состояний.

Можно назвать четыре типичные области применений эффекта Мессбауэра к решению проблем физики твердого тела; свойства решетки, внутренние поля, примеси и дефекты, вопросы физики низких температур. Эти применения далеко не исчерпывают всех возможностей метода.

Эффект Мессбауэра является самым молодым из методов ядерной физики, проникших в физику твердого тела. Он хорошо гармонирует с более старыми методами, дополняя их в определенных областях и контролируя в других. В табл. 4 перечислены эти методы и указана общая с эффектом Мессбауэра информация, которую они позволяют получить.

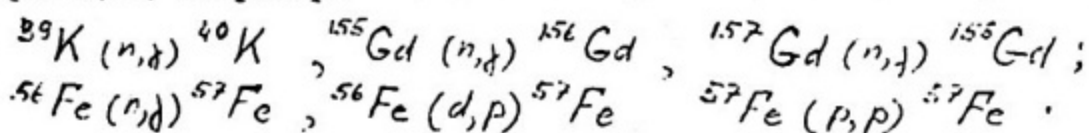
Таблица 4

ЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ В ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

М е т о д	Общая с эффектом Мессбауэра информация
Дифракция рентгеновских лучей	Динамика решетки
Дифракция нейтронов	Динамика решетки. Магнитные свойства
Ядерный магнитный резонанс	Внутренние поля. Атомные волновые функции на ядре
Угловые корреляции. Ориентированные ядра	Внутренние поля. Эффекты, связанные с предшествующими радиоактивными распадами.

2.5. Необычные применения мессбауэровской спектроскопии

Высокая разрешающая способность мессбауэровской спектроскопии позволяет проводить измерения на фоне других нерезонансных процессов поглощения и рассеяния γ -квантов. В мессбауэровских экспериментах для получения возбужденного состояния используются не только долгоживущие материнские изотопы, распадающиеся через стадии образования мессбауэровского уровня, но и ядерные реакции, например:



В результате ядерных процессов, предшествующих резонансному излучению, в кристаллической решетке происходит локальная перестройка атомов, возникает дефектная область, внутри которой находится возбужденный мессбауэровский атом. Он выполняет роль своеобразного зонда, так как образовался в результате ядерной реакции непосредственно перед моментом измерения. Это обстоятельство дает возможность изучать при малых дозах облучения динамику структурных изменений в интервале времени $10^{-6} - 10^{-10}$ с, получать сведения о начальных стадиях радиационных повреждений, исследовать формы стабилизации горячих атомов.

2.5.1. Методические особенности техники мессбауэровского эксперимента в пучке.

При проведении мессбауэровских экспериментов с целью изучения радиационных дефектов кристаллов в процессе облучения их нейтронами желательно использовать горизонтальные касательные каналы ядерных исследовательских реакторов. Они имеют меньшую по сравнению с радиальными каналами интенсивность γ -квантов, а при наличии рассеивателя (например, графитового, помещенного напротив физического центра активной зоны) могут иметь интенсивность потока тепловых нейтронов на выходе из шибера реактора - $10^8 - 10^9 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$.

Для уменьшения фона γ -квантов, создаваемого стенками канала реактора в результате реакции (n, γ) , в них устанавливают коллиматоры с двойными стенками из алюминия. Пространство между стенками заполняют аморфным бором и углекислым литием, обогащенным изотопом ${}^6\text{Li}$. Оптимальным вариантом вывода тепловых нейтронов из активной зоны реактора и очистки пучка от

γ -квантов является изогнутый нейтронород, однако его использование эффективно в мессбауэровских экспериментах только на высокопоточных реакторах.

Мессбауэровские эксперименты на пучках можно успешно проводить, если удалось выделить резонансные γ -кванты из сложного фонового спектра сопутствующего излучения.

Мессбауэровское излучение имеет небольшую энергию, поэтому для его регистрации наиболее удобны пропорциональные детекторы. У них низкий уровень шумов, а в области малых энергий такая же большая эффективность регистрации, как и у сцинтилляционных счетчиков, и хорошее энергетическое разрешение, как у полупроводниковых детекторов. Кроме того, пропорциональные счетчики характеризуются более низким уровнем комптоновского фона и пренебрежимо малой эффективностью регистрации жестких γ -квантов.

На рис. 25 сравниваются типичные зависимости разрешения от энергии для пропорционального счетчика с аргон-метановой газовой смесью, сцинтилляционного детектора $NaI(Tl)$ и полупроводникового $Ge(Li)$ детектора.

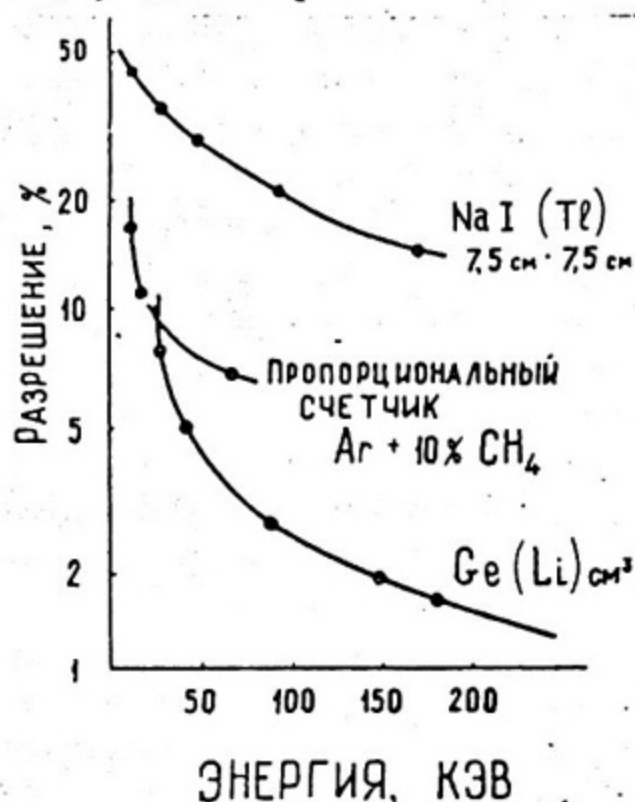


Рис.25. Типичные кривые энергетического разрешения обычно используемых детекторов γ -квантов

Эти типы счетчиков с успехом применяются в мессбауэровской спектроскопии с использованием источника, как для абсорбционного, так и для эмиссионного вариантов эксперимента. Однако в тех случаях, когда приходится проводить измерения непосредствен-

но вблизи пучка заряженных частиц или нейтронов в условиях мощного радиационного фона, ни один из рассмотренных типов детекторов не может быть эффективно использован в мессбауэровском эксперименте. Здесь нужны устройства, способные детектировать низкоэнергетические γ -кванты на фоне высокоэнергетических γ -квантов, превосходящих их по интенсивности на несколько порядков.

Основным источником фона в измерениях на пучке нейтронов являются:

- высокоэнергетические домессбауэровские γ -переходы в самой мишени (источнике);
- радиация активной зоны;
- γ -кванты, возникающие от захвата нейтронов в материале защиты.

Жесткие γ -кванты, взаимодействуя с веществом, из которого состоит детектор, рождают электрон-позитронные пары (при $E_\gamma > 1.02 \text{ МэВ}$), а также рассеиваются на электронах, создавая тем самым мощный фон электронов разных энергий. Эти электроны попадают в рабочий объем детектора и регистрируются там.

Низкоэнергетические мессбауэровские γ -кванты в результате фотоэффекта также образуют (вместо себя) электроны в чувствительной (рабочей) области счетчика, и задача их детектирования превращается в задачу разделения по энергиям этих фотоэлектронов (полезный сигнал), комптоновских электронов и электронов электрон-позитронных пар (фоновый сигнал).

Чем тяжелее рабочее вещество детектора и материал его конструкции, тем больше вероятность взаимодействия γ -квантов. Поэтому при работе на пучке, чтобы уменьшить регистрацию фоновых γ -квантов, предпочтение надо отдать пропорциональным детекторам с аргон-метановой и гелий-метановой рабочей смесью по сравнению со сцинтилляционными NaI(Tl) и полупроводниковыми Ge(Li) детекторами.

Однако полностью таким образом проблема не решается. При работе с пучком практически невозможно жестко коллимировать γ -кванты, которые, взаимодействуя с материалом счетчика, выбивают из него электроны. Чтобы подавить регистрацию фоновых электронов надо отделить стенки счетчика от его центрального, спектрметрического объема, создав защитную область между ним и стенками. При этом защитная область должна функционировать как самостоятельный счетчик. Сигналы, поступающие из защитной и

центральной областей, должны поступать на схему антисовпадений, которая управляет системой спектрометрического анализа импульсов, приходящих из центрального объема счетчика. На рис. 26 представлены спектры от источника ^{57}Co в присутствии интенсивного фона, создаваемого источником ^{60}Co , полученные при работе такого счетчика.

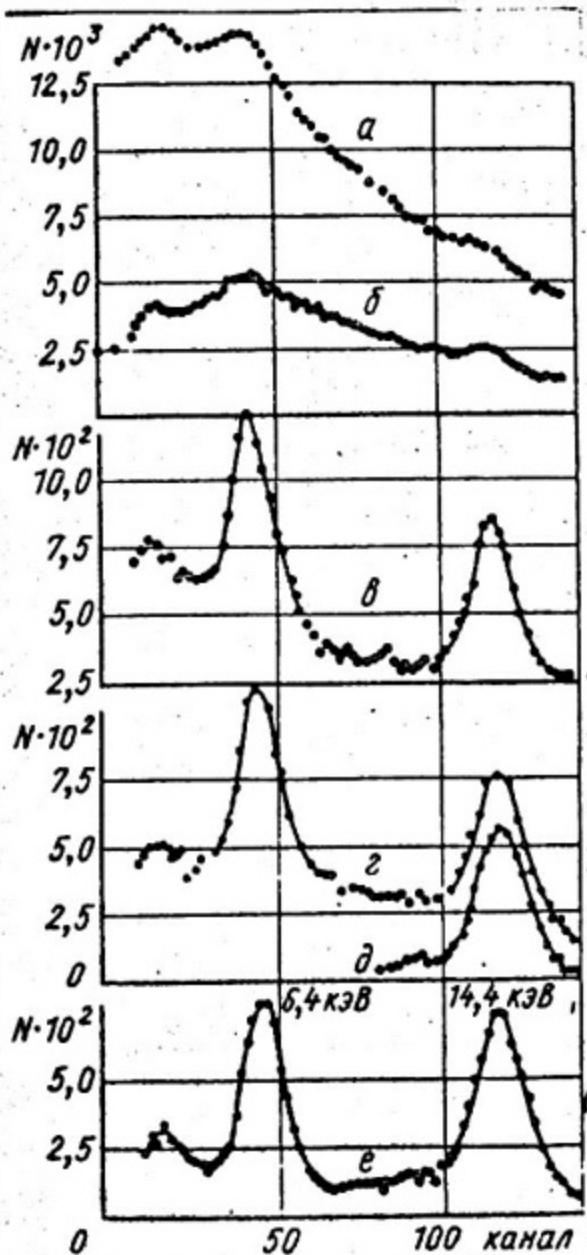


Рис. 26. Амплитудные спектры источника ^{57}Co , измеренные на фоне источника ^{60}Co в различных режимах: с выключенной схемой антисовпадений (а), с последовательным подключением в схеме антисовпадений боковых (б), верхнего (в) и нижнего (г) защитных счетчиков и с включением системы отбора импульсов по форме (д); спектр источника ^{57}Co в отсутствии фона (е)

Если на катод внутреннего объема счетчика нанести тонкие слои ферроцианида натрия, резонансно поглощающего γ -кванты с энергией 14,4 кэВ, например, ферроцианид натрия $\text{Na}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ который имеет узкую нерасщепленную мессбауэровскую линию, достаточно большую вероятность резонансного поглощения и легко растворяется в воде, то получим резонансный мессбауэровский детектор.

Попадая в спектрометрический объем счетчика, γ -кванты с энергией 14,4 кэВ резонансно поглощаются ядром ^{57}Fe (рис. 27). В 10 случаях из 100 возбуждение ядра снимается путем испускания γ -кванта с энергией также 14,4 кэВ. В остальных 90 случаях переход в основное состояние происходит за счет внутренней электронной конверсии (энергия конверсионного электрона 7,3 кэВ). В 63 случаях из 90 вылет конверсионного электрона сопровождается оже-электроном с энергией 5,6 кэВ, а в 27 случаях - рентгеновское излучение с энергией 6,4 кэВ. Другие процессы, например внутренняя конверсия на L-оболочке, идут со значительно меньшей вероятностью, и энергия электронов не превышает 1 кэВ.

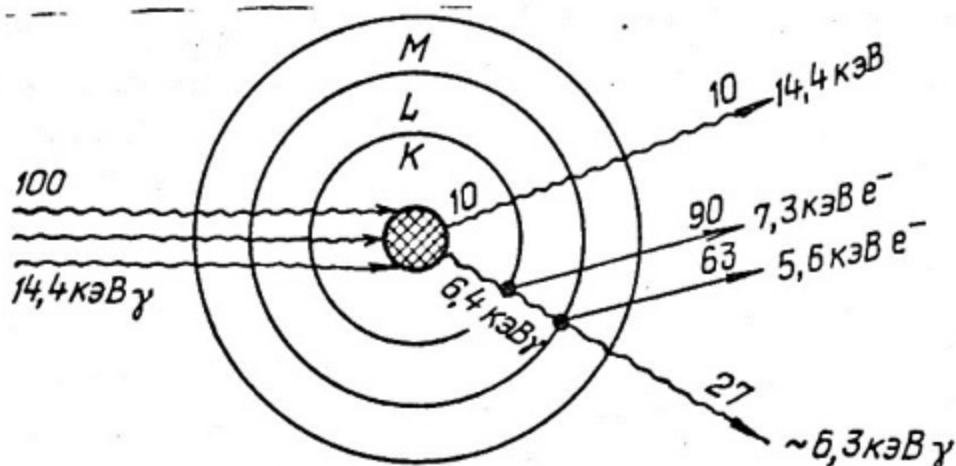


Рис.27. Механизм взаимодействия ядра ^{57}Fe с резонансными γ -квантами

Чтобы обеспечить вылет конверсионных электронов в спектрометрический объем детектора, целесообразно выбрать толщину резонансного слоя близкой к длине пробега конверсионного электрона с энергией 7,3 кэВ. Расчетное значение пробега такого электрона в ферроцианиде натрия составляет 0,1 мг/см². При увеличении толщины слоя вероятность вылета электронов из глубинных слоев уменьшается и, следовательно, эффективность регистрации стремится к некоторой предельной величине. Слои толщиной менее длины пробега конверсионных электронов применять нецелесообразно, так как при этом снижается эффективность регистрации резонансных γ -квантов.

2.5.2. Исследование форм стабилизации мессбауэровских атомов после реакции радиационного захвата нейтронов

Исследования химических последствий ядерных превращений относятся к ведущим направлениям ядерной химии. Они представляют

интерес как с позиций изучения различных локальных окружений мессбауэровского атома, так и с точки зрения прикладных задач радиохимии и ядерной технологии.

Атомы, ядра которых претерпели какое-либо превращение, как правило, меняют свое химическое состояние, независимо от того, в твердом, жидком или газообразном состоянии они находятся.

Мессбауэровские спектры чувствительны к виду атомов, которые окружают зондирующий мессбауэровский атом, к симметрии его окружения, ассоциациям примесного атома с другими атомами и вакансиями, а также к его взаимодействию с дислокациями и к фазовым изменениям вещества, разупорядочению локальных областей, образованию аморфных фаз и т.д.

Наиболее простым последствием облучения вещества является изменение валентности ионов металла. Например, при облучении гидросульфата железа $FeSO_4 \cdot nH_2O$ нейтронами ион железа переходит из двухвалентного состояния Fe^{2+} в трехвалентное состояние Fe^{3+} (рис.28).

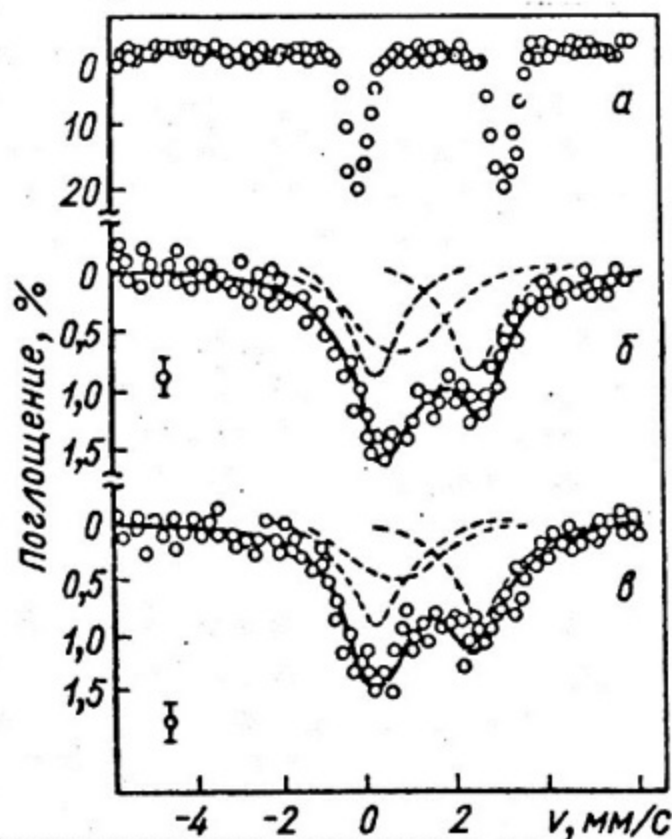


Рис.28. Мессбауэровские спектры соединений $FeO_4 \cdot 7H_2O$ и $FeO_4 \cdot H_2O$ при различных вариантах измерений:

а - $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ и $FeSO_4 \cdot H_2O$ - поглотители, источник

б - $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ - источник (мишень), $Na_4[Fe(CH)_6] \cdot 10H_2O$ - поглотитель,

в - $FeSO_4 \cdot H_2O$ - источник (мишень), $Na_4[Fe(CH)_6] \cdot 10H_2O$ - поглотитель

Главная особенность таких измерений состоит в том, что изменения в структуре вещества наблюдаются сразу же, как только они возникли. Здесь нет длительного накопления дозы облучения с последующим измерением мессбауэровских спектров, поэтому чувствительность метода значительно возрастает. Информация об изменениях поступает только от тех атомов, которые участвуют в реакции, поэтому возможно наблюдать малые концентрации дефектов, образующихся в мишени со скоростью $10^2 - 10^3$ дефектов с. см^2 , в то время как в традиционных вариантах мессбауэровской спектроскопии необходимо накопить не менее $10^{17} - 10^{18}$ дефектов.

ГЛАВА 3. СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

3.1. Источники электромагнитного излучения

Окружающий нас мир буквально заполнен электромагнитными излучениями – радиоволнами и видимым светом, инфракрасным (ИФК) и ультрафиолетовым (УФ) излучением, рентгеновскими (X-) и гамма-лучами. С развитием науки и техники электромагнитное излучение все шире и шире используется для научных исследований и в ряде технологий. В настоящее время практически любой вид излучения можно получить искусственно в лабораторных условиях. Так, обычные лампы накаливания, газоразрядные лампы, лазеры служат для генерации электромагнитных волн в диапазоне видимого света и близких к нему ИФК и УФ областей. Радиоволны весьма просто генерировать с помощью электронных устройств; γ -излучение, например, сопровождает в ряде случаев радиоактивный распад ядер (так, широко известен в качестве γ -излучателя изотоп ^{60}Co).

В то же время существует область электромагнитного спектра, где вышеперечисленные методы генерации излучения непригодны. Она простирается от частот, слегка превышающих частоту видимого света, и охватывает ультрафиолетовую и рентгеновскую области спектра вплоть до частот мягкого γ -излучения. А ведь именно эта область – область длин волн, отвечающая размеру характерных структур атомов и молекул, область изучения, наиболее активно взаимодействующего с веществом, – интересует физиков, изучающих явления на поверхности твердого тела, и химиков – исследователей катализа, биохимиков и кристаллографов, биофизиков и медиков, технологов и производителей.

Лет двадцать назад появился новый надежный источник электромагнитного излучения, обладающий поистине уникальными свойствами:

- непрерывный спектр от инфракрасной границы до рентгеновской области;
- высокая интенсивность;
- острая направленность;
- высокая степень линейной и круговой поляризации;
- уникальная временная структура.

Это - синхротронное излучение (СИ) - магнитно-тормозное излучение ультрарелятивистских электронов, движущихся в магнитном поле.

3.2. История открытия СИ

Еще в начале двадцатого века в работах Лиенара и Шотта было показано, что электрон, движущийся по круговой орбите, интенсивно излучает электромагнитные волны. Первоначально работа Шотта была связана с попыткой создать классическую модель стабильного атома. Однако введение квантования углового момента, которое наложило запрет на возможность излучения атомов в невозбужденном состоянии, малосущественно для гигантских "квантовых орбит" диаметром $1 \div 1000$ м в современных синхротронах и накопительных кольцах и в дальнейшем было показано, что квантово-механические поправки не превышают 10^{-5} . После первых теоретических работ Д. Швингера, А.А.Соколова, Д.Д.Иваненко, И.Я.Померанчука и др. были выяснены практически все проблемы, связанные с испусканием СИ.

Первым экспериментатором, заинтересовавшимся СИ, был Д.Блюит. В 1946 году он по сжатию орбиты измерил энергетические потери, обусловленные СИ в бетатроне. Так как это был бетатрон на 100 МэВ, он мог бы также непосредственно увидеть глазом собственно СИ, если бы ... вакуумная система не была изготовлена из непрозрачной керамики, а сам бы экспериментатор не искал излучение в микроволновой области. Год спустя его ассистент Флойд Хабер, работая на одном из первых синхротронов фирмы "Дженерал электрик" на энергию 70 МэВ, стал первым человеком, увидевшим СИ с помощью зеркала.

Почему же после первого наблюдения СИ потребовалось так много времени до начала его успешного и систематического использования? Очевидно это можно объяснить двумя наиболее существ-

венными причинами: во-первых, относительной сложностью синхротронного светового источника по сравнению с другими источниками, которые до этого использовались в спектроскопии. А во-вторых – практически все ускорители и накопительные кольца, испускающие СИ, до недавнего времени находились в руках исследователей, занимающихся исключительно физикой высоких энергий, и были, соответственно, созданы и оптимизированы в соответствии с их требованиями.

Существенное расширение работ по использованию СИ стало возможным лишь с появлением накопителей, специально приспособленных для спектроскопических работ. Действительно, естественной целью проекта электрон-позитронного накопительного кольца является минимизация потерь на СИ с одновременным достижением максимально возможной энергии частиц. В противоположность этому при проектировании источника СИ изыскиваются возможности достижения максимальных потерь энергии на СИ при данной энергии электронов. Следовательно, для создания ускорителя со встречными пучками необходимо использовать наименьшее из возможных магнитное поле, в то время как для источников СИ необходимы наибольшие достижимые магнитные поля. Интересно отметить, что обе эти проблемы преследуют одну и ту же конечную цель: достижение требуемой энергии частиц в одном случае и нужного спектрального диапазона и интенсивности – в другом – с наименьшими затратами радиочастотной энергии.

3.3. Количественные характеристики СИ

Вывод основных уравнений, описывающих СИ, можно найти в учебниках по электродинамике.

Из уравнений Максвелла следует, что любая подвергнутая ускорению электрически заряженная частица излучает электромагнитные волны. Частица, которая вынуждена двигаться по круговой орбите, все время должна иметь ускорение к центру и, следовательно, излучать электромагнитные волны. Мощность излучения частицы с зарядом e , движущейся со скоростью $v = \beta c$ по круговой орбите радиусом R дается формулой

$$P = \frac{2e^2c}{3R^2} \cdot \frac{\beta^4}{(1-\beta^2)^2}.$$

При сравнительно небольшой орбитальной скорости ($v \ll c$) пространственная картина излучения напоминает тор, центром которого является сам электрон, а плоскость максимальной интен-

сивности проходит через касательную к его орбите (см. рис. 29, а). По мере возрастания скорости для наблюдателя в лабораторной системе координат интенсивность излучения назад и в стороны существенно падает, и оно все более концентрируется в переднем конусе (см. рис. 29, б). При скоростях, близких к световой, этот конус становится очень узким и практически основная мощность синхротронного излучения будет сконцентрирована в телесном угле порядка $\psi \sim 1/\gamma$, где $\gamma = E/mc^2$.

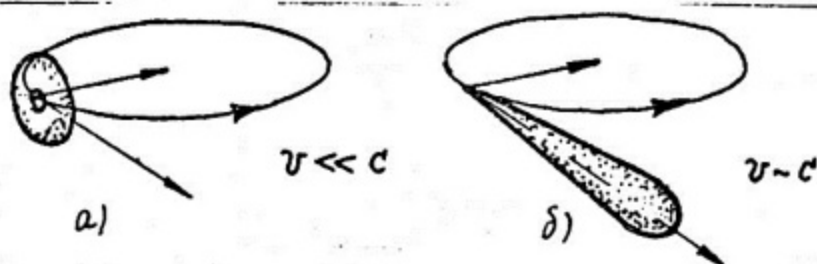


Рис. 29. Пространственное распределение излучения электрона на круговой орбите

Учитывая, что $\beta \approx 1$, получим

$$P = \frac{2e^2c}{3R^2} \gamma^4 = \frac{2e^2c}{3R^2} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^4.$$

Так как время T одного оборота частицы по круговой орбите определяется формулой

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi R E_i}{\rho_i c^2},$$

то энергия, теряемая за один оборот, равна

$$\delta E = PT = \frac{4\pi e^2}{3R} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^4.$$

Кстати, из последней формулы сразу становится очевидным различие между протонным и электронным синхротронными ускорителями. Для одних и тех же значений радиуса орбиты и полных энергий E отношение энергетических потерь в обоих ускорителях составляет

$$\frac{\delta E(e^-)}{\delta E(p)} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^4 \approx 10^{13},$$

т.е. синхротронное излучение следует получать на электронных ускорителях.

Спектр излучения будет иметь максимум (рис. 30) при длине волны

$$\lambda_c \sim \frac{R}{\gamma^3} = \frac{mc^2}{\gamma^2 eH}.$$

Следует отметить, что с увеличением скорости электрона существенно меняется распределение излученной энергии между

основной частотой и различными ее гармониками. При малых скоростях почти вся энергия излучается на основной частоте (частота обращения электрона). Чем выше скорость электрона, тем большая доля энергии идет на высокие гармоники. Частота наивысшей гармоники на которой еще излучается заметная доля энергии, по порядку величины равна γ^{-3} . Действительно, пусть релятивистский электрон ($E=240$ МэВ, $\gamma^3 \sim 10^8$) на круговой орбите радиусом 10 м имеет основную частоту обращения около 10^7 Гц, которая лежит в радиодиапазоне спектра электромагнитных волн. Гармоника этого спектра, превышающая основную в 10^8 раз, отвечает частоте 10^{15} Гц и лежит уже в ультрафиолетовой области спектра.

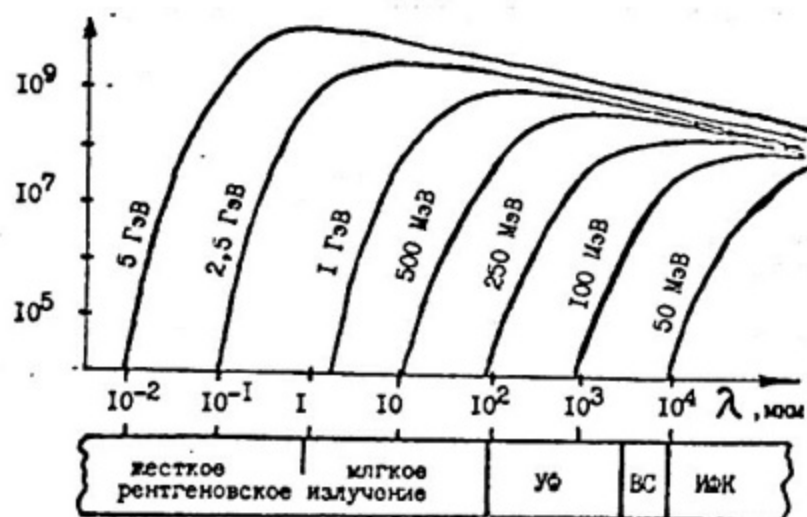


Рис. 30. Спектральное распределение интенсивности синхротронного излучения при различных энергиях электронов

В заключение раздела приведем ряд полезных соотношений, характеризующих синхротронное излучение:

$$a) \quad B [\text{кГс}] \cdot R [\text{м}] = 33,35 \cdot E [\text{ГэВ}],$$

где B - магнитное поле;

$$b) \quad \delta E [\text{КэВ}] = 88,5 \cdot E^4 [\text{ГэВ}] / R [\text{м}],$$

δE - потери энергии одной частицы за оборот;

$$c) \quad \gamma = 1957 \cdot E [\text{ГэВ}];$$

$$2) \quad \lambda_c [\text{Å}] = 5,59 \cdot R [\text{м}] / E^3 [\text{ГэВ}];$$

$$\epsilon_c [\text{эВ}] = 2218 \cdot E^3 [\text{ГэВ}] / R [\text{м}];$$

$$d) \quad I [\text{Вт}] = 88,5 \cdot E^4 [\text{ГэВ}] \cdot j [\text{мА}] / R [\text{м}],$$

где I - полная мощность излучения;

$$\begin{aligned} \text{е) } \Delta\psi &\approx \frac{2}{\delta} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon}\right)^{1/3} && \text{для } \epsilon \ll \epsilon_c; \\ \Delta\psi &\approx \frac{2}{\delta} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon}\right)^{1/2} && \text{для } \epsilon \gg \epsilon_c; \end{aligned}$$

$\Delta\psi$ - угловой разброс СИ (ширина на полувысоте).

3.4. Применение синхротронного излучения

В настоящее время работы с СИ осуществляются на базе накопителей (НК). В накопителях:

- как правило, гораздо выше средний ток пучка и поэтому выше интенсивность СИ;
- существенно меньше поперечные размеры и угловой разброс электронного пучка, что дает дополнительный выигрыш в яркости источника;
- постоянство энергии и интенсивности пучка СИ существенно упрощает постановку эксперимента;
- большое время жизни пучка ($I \div 100$ часов) определяет низкий уровень радиационного фона.

К экспериментальным станциям - так называются установки, где проводятся исследования с помощью СИ, - синхротронное излучение подводится по специальным каналам, раскинувшимся в виде веера по всему периметру накопителя (см. рис. 31).

Пучки синхротронного излучения как правило монохроматизируют. Для рентгеновского излучения в качестве монохроматора используются монокристаллы, для ультрафиолетового излучения - дифракционные решетки (см. рис. 32).

После монохроматора излучение попадает на исследуемый объект: кристалл, белок, мышцу, полимер, металл. Исследуемый объект обычно располагается в специальной камере, позволяющей поддерживать необходимые условия: температуру, давление, состав атмосферы, магнитное или электрическое поле и т.п.

Изучение характера взаимодействия СИ с данным объектом позволяет получить самую разнообразную информацию. Имеется большое разнообразие различных методов позволяющих, например, определить пространственное расположение атомов и молекул в веществе, обнаруживать ничтожные примеси других элементов, измерять характеристики электронных уровней и их возбужденных состояний в атомах, определять дефекты кристаллической структуры, изме-

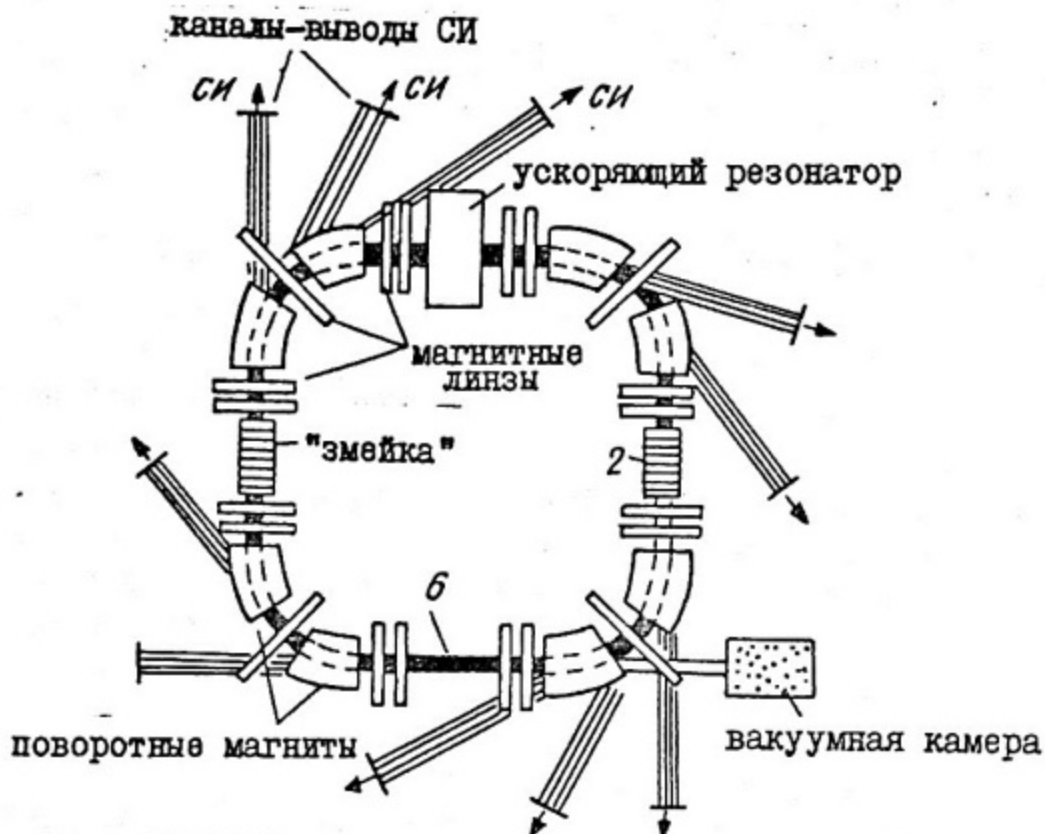


Рис.31. Схема накопителя релятивистских электронов – специализированного источника (СИ)

рять распределение электронной плотности и т.д. Все эти методы основаны на исследовании спектров поглощения, отражения, флуоресценции, фотоэлектронной эмиссии, измерении углового распределения квантов прошедших через объект.

Приведем несколько примеров.

Так, синхротронное излучение позволило исследовать кинетику структурных превращений при полимеризации полипропилена, причем информацию о структуре образца можно было получить за доли секунды. На рис. 33 представлена серия кадров "рентгенодифракционного кино", полученных при нагревании полипропилена. При изменении температуры от 133°C до 150°C наблюдается фазовый переход, приводящий к изменению структуры полипропилена; выше 160°C начинается плавление.

Синхротронное излучение дало мощный импульс развитию так называемого метода EXAFS – спектроскопии (*Extended X-ray Absorption Fine Structure* – рентгеновская спектроскопия тонкой структуры краев поглощения). Метод EXAFS дает нам информацию об атомной структуре материалов так же, как дифракция электронов с малой энергией (LEED) и обычная рентгеновская дифракция. Однако по сравнению с LEED и рентгеновской дифрак-

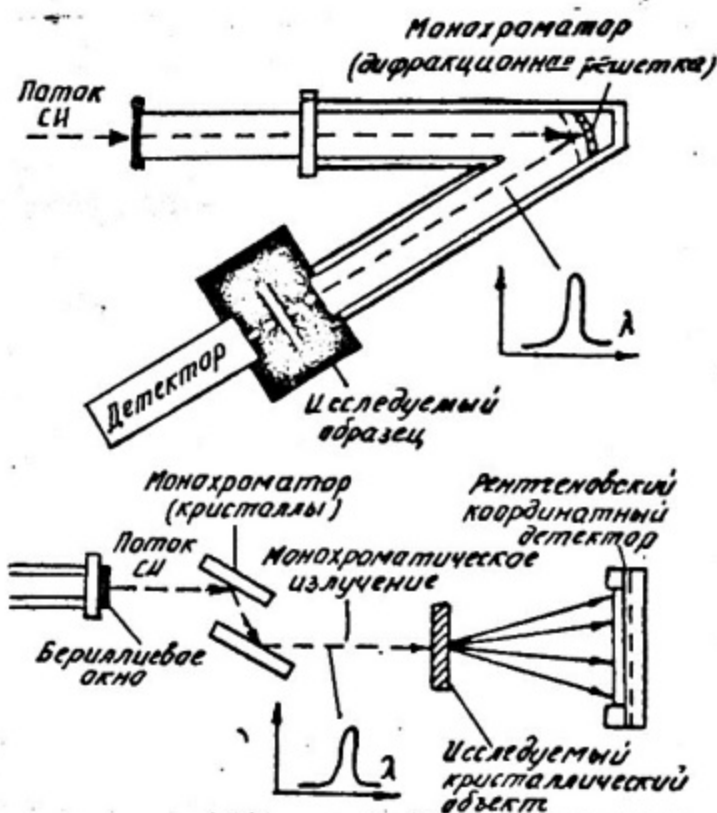


Рис.32. Примеры соединения экспериментальных станций, подключаемых к каналам вывода СИ: спектрометр для измерения коэффициентов поглощения в ультрафиолетовом диапазоне (а) и рентгеновский дифрактометр для рентгеноструктурных исследований (б)

цией EXAFS имеет ряд преимуществ: этот метод особенно чувствителен к локальному окружению атомов, и окружение атома каждого типа можно изучать отдельно, настраиваясь на соответствующий край поглощения. Кроме того, в отличие от LEED сложные многократные рассеяния здесь усредняются и не дают существенного вклада в форму линий.

Метод EXAFS особенно полезен при изучении некристаллических систем и сложных систем, содержащих различные химические элементы типа биологических молекул и катализаторов. Так, например, исследование модуляции коэффициента поглощения рентгеновского излучения при энергиях на 100–1000 эВ выше К-края поглощения исследуемого атома позволяет определить расстояние между атомами, окружающими поглощающий атом. Экспериментальное исследование большой категории образцов (газы, жидкости, кристаллы, стекла, белки) показало, что точность определения расстояния между атомами составляла $\pm 0,05 \text{ \AA}$. Особую ценность приобретает метод EXAF при изучении локального окружения специфических

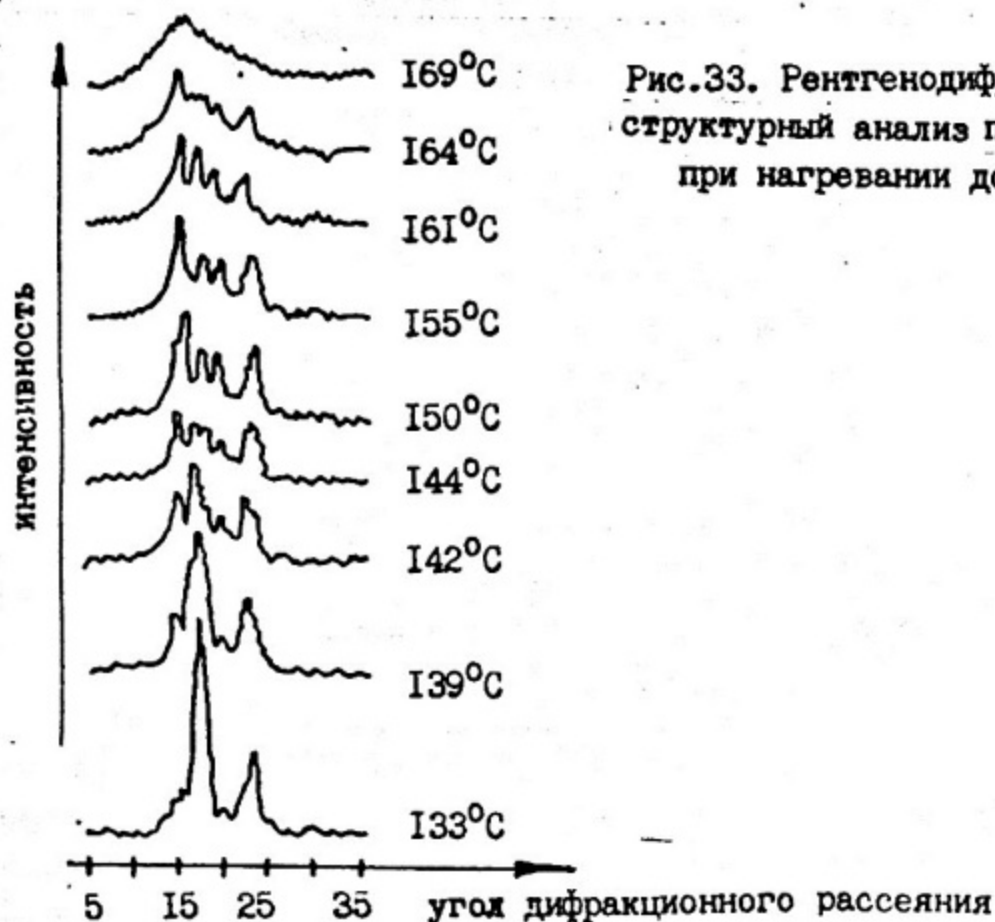


Рис.33. Рентгенодифракционный структурный анализ полипропилена при нагревании до 170°C

атомов металлов в белках, что дает возможность понять роль таких атомов в биологических процессах.

Естественно, что метод EXAFS наиболее полно раскрывает свои возможности на ярких источниках, при высоком энергетическом разрешении, т.е. необходимо использовать синхротронное излучение.

Так, даже в прстейшем случае получения рентгенограммы белкового кристалла размером $\sim 10^{-3}$ мм³ большая яркость СИ позволила резко сократить – более чем в 100 раз – время экспозиции и довести его до величины ~ 1 часа.

Широко распространенный метод определения элементного состава вещества – рентгенофлуоресцентный анализ. Метод основан на том, что атомы всех элементов после возбуждения их рентгеновским излучением, электронными или ионными пучками испускают так называемое характеристическое излучение – его длина волны однозначно определяется зарядом ядра. Это позволяет после измерения излучаемых длин волн и их интенсивности определить, атомы каких элементов и в каком количестве содержатся в образце.

При сравнении с электронными или протонными пучками возбуждение флуоресценции с помощью рентгеновского излучения имеет свои преимущества. В частности, при одинаковой мощности, затра-

чиваемой на возбуждение, интенсивность характеристического излучения оказывается в 100–1000 раз больше. Идеальный рентгеновский источник для возбуждения флуоресценции – СИ, так как оно позволяет из непрерывного спектра вырезать любую оптимальную длину волны излучения. Применяя СИ для элементного анализа раствора солей, нефти, порошков металлов удалось получить, по-видимому, рекордную для флуоресцентного анализа чувствительность (например, легко обнаруживается в водном растворе Zn с концентрацией $\sim (2-3) \cdot 10^{-8}$ г/г). Время, необходимое для экспозиции, составляет ~ 100 с при концентрации 10^{-7} г/г. На рис. 35 приведен спектр флуоресцентного излучения нефти.

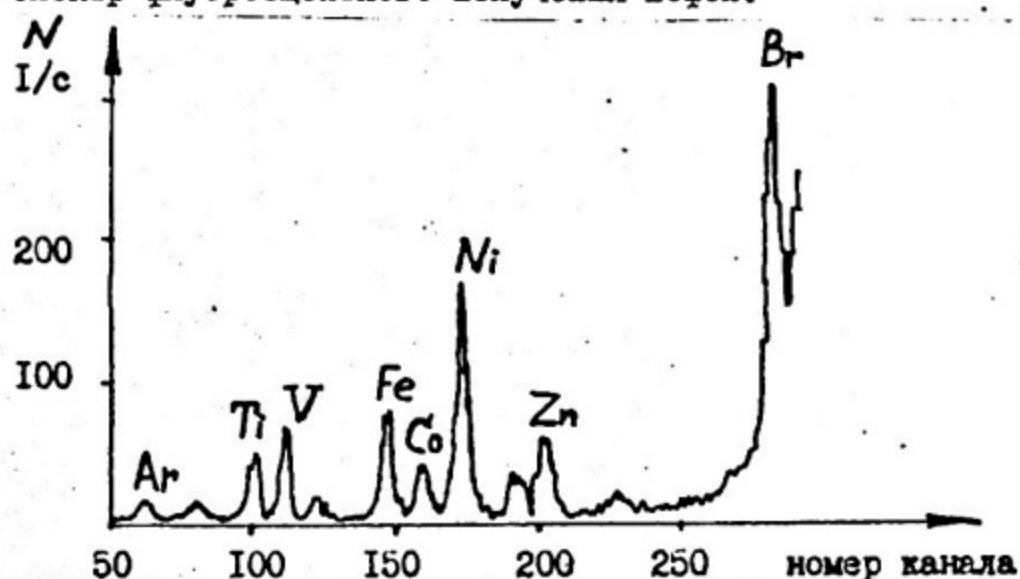


Рис. 34. Спектр флуоресцентного излучения нефти, возбуждаемого синхротронным излучением

Новые уникальные возможности открываются для мессбауэровских экспериментов при использовании излучения узких ядерных уровней, "заряжаемых" с помощью синхротронного излучения. При этом можно "заряжать" мессбауэровские уровни через широкие уровни с энергией $E_0 > 100$ кэВ, связанные сильными электромагнитными переходами как с основным состоянием, так и с интересующим мессбауэровским уровнем с энергией E_M . Достоинством такого способа создания мессбауэровских излучателей может стать возможность охватить гораздо более широкий круг ядер и полное отсутствие остаточной активности после выключения пучка СИ.

Список применений СИ можно было бы долго продолжать, но уже сказанного, очевидно, достаточно, чтобы сделать вывод о принципиально новых возможностях для различных областей научных исследований (и технологий!) появившихся благодаря синхротронному излучению.

СОДЕРЖАНИЕ

Глава I. Позитронная диагностика электронной структуры вещества	3
I.1. Позитроны и позитронный метод	4
I.2. Атом позитрония	8
I.3. Определение времени жизни позитронов	15
I.4. Измерение угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов	21
I.5. Доплеровское уширение аннигиляционной линии ...	25
I.6. Изучение структурных и радиационных дефектов методом позитронной дефектоскопии	27
Глава 2. Мессбауэровская спектроскопия	32
2.1. Физическая картина	32
2.2. Методика мессбауэровского эксперимента	39
2.3. Параметры мессбауэровской спектроскопии и их связь с ядерными характеристиками	45
2.4. Применение эффекта Мессбауэра	49
2.5. Необычные применения мессбауэровской спектроскопии	56
Глава 3. Синхротронное излучение	62
3.1. Источники электромагнитного излучения	62
3.2. История открытия СИ	63
3.3. Количественные характеристики СИ	64
3.4. Применение синхротронного излучения	67

Ответственный за выпуск Б.В.Соболев

Тем.план 1986 г., позиция 27

Л.-59604	Подписано к печати 4.2.87.	Формат 60x80 I/16
Объем 4,5 п.л.	Уч.-изд.л. 4,25	Тираж 350 экз.
Цена 25 коп.	Изд.№ II7-1	Заказ 425
