Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 6, стр. 369 – 373 20 сентября 1973 г.

ВЫНУЖДЕННОЕ СУЖЕНИЕ ЛИНИИ И ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА НА ДОЛГОЖИВУЩИХ ИЗОМЕРАХ

В.А.Намиот

Рассмотрена возможность подавления неоднородного сдвига мессбауэровской линии долгоживущих ядерных изомеров, путем помещения кристалла во внешнее периодически меняющееся электромагнитное поле со специально подобранной формой сигнала во времени.

В реальных кристаллах существует ряд механизмов, приводящих к уширению и неоднородному сдвигу мессбауэровской линии (МЛ) долгоживущих ядерных изомеров со временем жизни $\tau \gg 10^{-6}$ *сек* [1–4], что препятствует увеличению точности мессбауэровских измерений. Например, в докладе [1] сообщалось, что неоднородный сдвиг мессбауэровской линии, возникающий под действием случайных электрических и магнитных полей, создаваемых дефектами и примесями, оказывается значительно больше естественной ширины линии долгоживущих изомеров.

Цель настоящей работы показать, что есть принципиальная возможность подавить[1)] неоднородный сдвиг мессбауэровского уровня, поместив кристалл в периодически меняющееся электромагнитное поле со специальной формой сигнала.

Рассмотрим простейшую модель кристалла с неоднородным сдвигом мессбауэровского уровня. Предположим, что ядерный изомер со спином S и магнитным моментом μ переходит после испускания γ-кванта с энергией E_0 в состояние с нулевым спином. Предположим далее, что в кристалле существует случайное магнитное поле, меняющееся от узла к узлу, которое приводит к расщеплению и неоднородному сдвигу верхнего изомерного уровня. Можно ввести величину, характеризующую это магнитное поле, $\delta H_0 = \sqrt{\overline{|\delta \mathbf{H}(\mathbf{r}_i)|^2}}$ (здесь черта обозначает усреднение по узлам решетки); тогда ширину мессбауэровской линии в отсутствие электромагнитного поля можно оценить как $\mu\delta H_0/\hbar$. Внешнее электромагнитное поле возбуждает переходы между подуровнями верхнего изомерного уровня, отличающимися величиной проекции спина на ось z, в результате чего средний по времени магнитный момент ядра, характеризующий сдвиг уровня, уменьшается[2)]. МЛ при этом расщепляется на ряд пичков, причем ширина каждого пичка может оказаться существенно меньше, чем первоначальная ширина. Обычно, ширина пичка уменьшается по мере увеличения расстояния между пич-

---

[1)] За исключением так называемого "монопольного" неоднородного сдвига.

[2)] Идея об "усреднении" диполь-дипольного взаимодействия по времени для лазера на мессбауэровских изомерах высказывалась в [2]; относительно сужения линии в ЭПР см. [7].

ками. Решения уравнения Шредингера, описывающего переходы между подуровнями верхнего изомерного уровня, в присутствии внешнего периодического магнитного поля, формально имеют вид функции Блоха:

$$\psi(t) = e^{-iE_i' t/\hbar} \sum_k \left(C_k + \delta C_k(\mathrm{r}_i) \right) e^{2\pi ikt/T}, \tag{1}$$

где E_i' – в соответствии с терминологией работы [5] – квазиэнергия изомера, находящегося в j-м узле. Условия сужения линии можно записать в виде

$$\beta = \left[\frac{\overline{(E_i' - \bar{E}_i')^2}}{(E_i - \bar{E}_i)^2} \right]^{1/2} << 1. \tag{2}$$

Введем вместо одной частицы со спином S, $2S$ фиктивных частиц со спином 1/2 [6]. Условие (2) будет выполнено, если для любой фиктивной частицы a выполнено условие

$$\beta_a = \left[\frac{\overline{(E_{a_i}' - \bar{E}_{a_i}')^2}}{\overline{(E_{a_i} - \bar{E}_{a_i})^2}} \right]^{1/2} << 1, \tag{3}$$

где E_{a_i}' – квазиэнергия a-й фиктивной частицы.

Уравнение Шредингера для фиктивной частицы со спином 1/2 имеет вид

$$\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} = \frac{i\mu}{2S\hbar} \left[\begin{pmatrix} H_z(t); & H_x(t) - iH_y(t) \\ H_x(t) + iH_y(t); & -H_z(t) \end{pmatrix} + |\delta \mathbf{H}(\mathrm{r}_i)| \times \right.$$
$$\left. \times \begin{pmatrix} \cos a_i; & \sin a_i\, e^{-i\phi_i} \\ \sin a_i\, e^{i\phi_i}; & -\cos a_i \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} \tag{4}$$

здесь $H_x(t)$; $H_y(t)$; $H_z(t)$ – внешние магнитные поля, a_i и ϕ_i – углы, определяющие направление возмущающего магнитного поля в j-м узле. Можно показать, что без ограничения общности матрица, составленная из фундаментальных решений уравнения (4) в нулевом по $[\delta \mathbf{H}(\mathrm{r}_i)]$ приближении может быть записана в виде

$$X_0 = \begin{pmatrix} \cos(\gamma(t))\, e^{-iq(t) + i\lambda t}; & \sin(\gamma(t))\, e^{i\theta(t) - i\lambda t} \\ \sin(\gamma(t))\, e^{-i\theta(t) + i\lambda t}; & -\cos(\gamma(t))\, e^{iq(t) - i\lambda t} \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где $\cos(\gamma(t))$; $e^{iq(t)}$; $e^{i\theta(t)}$ – периодические функции с периодом T, причем сами функции $\gamma(t)$; $q(t)$; $\theta(t)$ не содержат мнимой части. Для дальнейшего, более удобно оказывается считать заданной матрицу (5) и по ней восстанавливать $\mathbf{H}(t)$ из уравнения (4):

$$H_z(t) = \frac{2S\hbar}{\mu}[q'\cos^2\gamma - \theta'\sin^2\gamma - \lambda\cos 2\gamma], \tag{6}$$

$$H_x(t) = \frac{2S\hbar}{\mu}[\gamma'\sin(\theta - q) + \frac{1}{2}(\theta' + q' - 2\lambda)\sin 2\gamma\cos(\theta - q)], \tag{7}$$

$$H_y(t) = \frac{2S\hbar}{\mu}[\gamma'\cos(\theta - q) - \frac{1}{2}(\theta' + q' - 2\lambda)\sin 2\gamma\sin(\theta - q)]. \tag{8}$$

Выберем λ таким образом, чтобы выполнялось условие $\lambda >> \mu\delta H_o/2S\hbar$ тогда квазиэнергию можно разложить в ряд по параметру $\epsilon = \mu\delta H_o/2S\hbar\lambda$

$$E'_{a_i} = -\hbar\{\lambda + \frac{\mu}{2S\hbar}|\delta\mathbf{H}(\mathbf{r}_i)|[(\cos\alpha_i W_1 + \sin\alpha_i e^{-i\phi_i}W_2 + \sin\alpha_i e^{i\phi_i}W_3) +$$

$$+\epsilon P_i(\cos^2\alpha_i W_4 + \cos\alpha_i\sin\alpha_i e^{-i\phi_i}W_5 + \cos\alpha_i\sin\alpha_i e^{i\phi_i}W_6 +$$

$$+\sin^2\alpha_i e^{-2i\phi_i}W_7 + \sin^2\alpha_i e^{2i\phi_i}W_8 + \sin^2\alpha_i W_9) + P_i^2\epsilon^2(\cos^3\alpha_i W_{10}^+\ldots) +$$

$$+\epsilon^3 P_i^3(\ldots) + \ldots]\} \tag{9}$$

здесь W_1; W_2; W_n – функционалы от функций γ; q; θ; $P_i = |\delta\mathbf{H}(\mathbf{r}_i)|/\delta H_o$.

Сравнительно легко подобрать такие γ, q и θ, чтобы W_1; W_2 и W_3 равнялись бы нулю. Для этого требуется выполнение условий

$$\overline{\cos(2\gamma(t))} = 0, \tag{10}$$

$$\overline{\sin(2\gamma(t))e^{iq(t) - i\theta(t)}} = 0 \tag{11}$$

здесь черта означает усреднение по времени. Положив

$$\gamma(t) = \pi/4; \quad q(t) = 2\pi t/T; \quad \theta(t) = -2\pi t/T \tag{12}$$

можно получить одно из решений, удовлетворяющих условиям (10) и (11) Для решений типа (14) $\beta_a \sim \epsilon << 1$.

Можно подобрать γ; q; и θ таким образом, чтобы не только коэффициенты W_1; W_2 и W_3, но также и все коэффициенты при членах порядка ϵ и ϵ^2 равнялись бы нулю. Примером такого решения является (13)

$$\begin{cases} \gamma(t) = \dfrac{\pi}{4} \\ q(t) = \dfrac{2\pi t}{T} + c_1 \sin \dfrac{48\pi t}{T}, \\ \theta(T) = -\dfrac{2\pi t}{T} + c_2 \sin \dfrac{48\pi t}{T} \end{cases} \tag{13}$$

где c_1; c_2 и $a = \lambda T / 2\pi$ удовлетворяют системе трансцендентных уравнений (14).

$$\begin{cases} \dfrac{J_0^2(2c_1)}{2(a-1)} + \sum\limits_{k=1}^{\infty} J_k^2(2c_1) \dfrac{a-1}{(a-1)^2 - 144k^2} = 0 \\ \dfrac{J_0^2(2c_2)}{2(a+1)} + \sum\limits_{k=1}^{\infty} J_k^2(2c_2) \dfrac{a+1}{(a+1)^2 - 144k^2} = 0. \\ \dfrac{J_0^2(c_1+c_2)}{2a} + \sum\limits_{k=1}^{\infty} J_k^2(c_1+c_2) \dfrac{a}{a^2 - 144k^2} = 0 \end{cases} \tag{14}$$

Одним из решений системы (14) являются $2c_1 \approx 2{,}3$; $2c_2 \approx 2{,}5$; $a \approx 0{,}02$.

Для решений типа (13) $\beta_a \sim \epsilon^3$. К примеру, если вырастить кристалл, в котором неоднородный сдвиг МЛ, обусловленный случайным возмущающим магнитным полем, не превосходил бы $\Delta\omega = 10^3$ *сек*, то поместив кристалл в переменное магнитное поле, соответствующее решению (13) с $T = 10^{-6}$ *сек*, можно было бы на $5 \div 6$ порядков уменьшить ширину линии.

Рассмотренный случай, конечно, не может служить доказательством возможности уменьшить ширину МЛ в более реалистических моделях кристалла, учитывающих, кроме магнитодипольного, различные иные механизмы уширения и неоднородного сдвига. Следует. однако, отметить, что формулы типа (1) и (9) остаются в силе для любых механизмов уширения и, следовательно, задача о выборе внешнего электромагнитного поля, минимизирующего дисперсию квазиэнергии, имеет смысл для любой модели кристалла.

Автор выражает глубокую благодарность В.И.Арнольду, Г.А.Аскарьяну, Я.Б.Зельдовичу и М.С.Рабиновичу за ценные указания по работе.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 августа 1973 г.

Литература

[1] В.И.Гольданский, Ю.М.Каган. Доклад на научной сессии "Отделения общей физики и астрономии" и "Отделения ядерной физики" АН СССР 28 декабря 1972 г. УФН, 110, 445, 1973.

[2] Ю.А.Ильинский, Р.В.Хохлов. Доклад на научной сессии "Отделения общей физики и астрономии" и "Отделения ядерной физики" АН СССР 28 декабря 1972 г. УФН, 110, 449, 1973.

[3] V.Vali, W.Vali. Proc. IEEE, 51, 182, 1248, 1963.

[4] Б.В.Чириков. ЖЭТФ, 44, 2016, 1963.

[5] Я.Б.Зельдович. УФН, 110, вып. 1, 1973.

[6] Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц. "Квантовая механика" Главное изд -во физ. мат. литературы 1963 г.

[7] V.Haeberlou, J.S.Waugh. Phys. Rev., 175, 453, 1968.