

К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ γ -КВАНТОВ ЯДЕРНОЙ СПИН-СИСТЕМОЙ

(Случай электро-квадрупольного спин-фононного взаимодействия)

Ф. П. САФАРЯН

В работе приводятся оценки вероятностей переходов, происходящих между спиновыми компонентами двух ядерных состояний. Показано, что с изменением температуры (или мощности налагаемых извне ультразвуковых колебаний) происходит перераспределение интенсивности между компонентами тонкой структуры линии Мессбауэра. Такое перераспределение, обусловленное взаимодействием спина резонансного ядра с фононами кристаллической решетки, может привести к другой зависимости (отличной от экспоненциальной) интенсивности отдельных компонент тонкой структуры линии Мессбауэра от температуры (или от мощности ультразвукового поля).

1. Введение

В работах, посвященных теории γ -спектроскопии (а также в аналогичных работах, связанных с вопросами электрон-фононной спектроскопии), неоднократно рассматривалась задача влияния спин-решеточного взаимодействия (электро-квадрупольного, магнитно-дипольного, спин-магнетонного и т. д.) на спектральные характеристики линии Мессбауэра. Следует отметить, например, первые работы в теории ЯМР, посвященные спин-фононной релаксации в ионных кристаллах [1, 2]. Однако более детальное изучение влияния спин-решеточного взаимодействия на форму мессбауэровской линии стало возможным после применения более современных методов теории поля (диаграммная техника, двухвременные температурные функции Грина и т. д.) в задачах теории твердого тела. После первых фундаментальных работ [3, 4], где учитывалось влияние однофононного спин-решеточного взаимодействия (или спин-фононного в случае электронно-колебательных линий [4]) на спектральные характеристики линии поглощения (и испускания), появился ряд новых работ, где разными методами и в разных приближениях рассматривалось влияние как однофононного, так и двух- и многофононных взаимодействий на спектральное распределение линии Мессбауэра (см., напр., [5, 6], а также [7]).

Но теорию спектрального распределения мессбауэровской линии нельзя считать завершенной. Среди неразрешенных вопросов привлекает, например, внимание вопрос о возможном интерференционном перераспределении интенсивности (с изменением температуры) между отдельными компонентами сверхтонкой структуры мессбауэровской линии.

Причиной такого перемешивания двух или нескольких ядерных переходов, энергетическая разность между которыми соизмерима с энергией фононов, является взаимодействие спина резонансного ядра с фононами ре-

шетки. Или, другими словами, в интенсивность ядерной спектральной линии дают вклад не только прямые ядерные переходы $\lambda \rightarrow \lambda'$ (см. рис. 1), но также косвенные переходы (индуцированные колебаниями решетки) с вовлечением близкорасположенных ядерных спиновых подуровней основного и возбужденного ядерных состояний. На рис. 1 волнистые линии

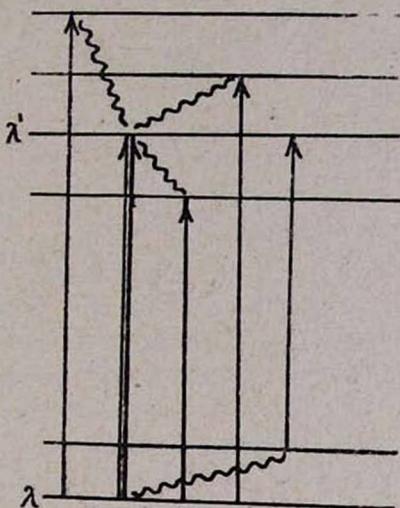


Рис. 1.

соответствуют поглощаемым или испускаемым во время ядерного перехода виртуальным фононам. С изменением температуры изменяется число фононов в решетке и это, естественно, приводит к увеличению интенсивности одних линий за счет уменьшения интенсивности других.

Очевидно, к такому перераспределению интенсивности приводит также ультразвуковое фононное поле, приложенное к кристаллу извне, однако в этом случае интенсивности линий будут зависеть от мощности ультразвукового поля.

В недавно опубликованной работе [8] была рассмотрена задача поглощения γ -кванта в нуклонной системе резонансного ядра при наличии спин-решеточного взаимодействия. Задача была решена в рамках теории температурных функций Грина применительно к весьма общей форме гамильтониана спин-фононной связи. Ввиду большой общности рассматриваемой задачи в работе [8] помимо ряда новых результатов получены также известные в литературе результаты. Последние в основном касаются температурного уширения и смещения мессбауэровской линии [1—7]. Поэтому в настоящей статье, где сделана попытка конкретизировать полученные в работе [8] результаты для случая электро-квадрупольного спин-фононного взаимодействия*, целесообразно остановиться на оригинальных результатах, относящихся к новому фактору в интенсивности линии

* Считается, что для парамагнитных ядер, имеющих спин $I > 3/2$, электро-квадрупольное спин-фононное взаимодействие является доминирующим.

γ -поглощения. При этом нами рассматривается более общий случай взаимодействия спин-системы ядра с полем кристаллических фононов. Ультразвуковой фонон, в частности, можно рассматривать как кристаллический фонон определенного типа (имеющий определенную частоту Ω и импульс k). Так что в частном случае можно получить также выражения для изменения спектральных характеристик линий мессбауэровского поглощения, происходящего за счет взаимодействия спин-системы ядра с ультразвуковыми фононами.

2. Коэффициент поглощения и гамильтониан

В работе [8] методом двухвременных температурных функций Грина вычислен коэффициент бесфононного поглощения γ -кванта (см. формулу (11) работы [8]).

В случае электро-квадрупольного спин-решеточного взаимодействия матричные элементы спин-фононного взаимодействия первых двух порядков, входящие в гамильтониан (5) работы [8], как нетрудно показать, имеют следующий вид [10]*:

$$B_{\alpha}^{(1)}(\nu, \nu') = \omega_Q \sum_{q=-2}^2 (-1)^q \sqrt{\frac{2\hbar\omega_{\alpha}}{M\nu^2}} \bar{A}_{-q}^{(\alpha)} \langle \nu | \hat{Q}_q | \nu' \rangle \cos(P_{\alpha}R + \Delta_{\alpha}), \quad (1)$$

$$B_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu, \nu') = \omega_Q \sum_{q=-2}^2 \frac{2\hbar V \omega_{\alpha}\omega_{\beta}}{M\nu^2} \bar{A}_{-q}^{(\alpha)} \bar{A}_{-q}^{(\beta)} \times \\ \times \langle \nu | \hat{Q}_q | \nu' \rangle \cos(P_{\alpha}R + \Delta_{\alpha}) \cos(P_{\beta}R + \Delta_{\beta}), \quad (2)$$

где $\omega_Q = \frac{3Z\gamma_Q e^2 Q}{2I(2I-1)a^3}$ — константа взаимодействия квадрупольного момента ядра, имеющего спин I , с градиентом электрического поля (ГЭП), Q — квадрупольный момент ядра, Z — заряд соседних ионов, создающих ГЭП в точке, где находится резонансное ядро, γ_Q — коэффициент антиэкранировки, a — расстояние между ионами, Δ_{α} — некоторая случайная фаза. Остальные обозначения следующие:

$$\hat{Q}_0 = 3\hat{I}_z^2 - I(I+1), \\ \hat{Q}_{\pm 1} = \pm \sqrt{\frac{3}{2}} (\hat{I}_{\pm}\hat{I}_z + \hat{I}_z\hat{I}_{\pm}), \\ \hat{Q}_{\pm 2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \hat{I}_{\pm}^2, \quad \hat{I}_{\pm} = \hat{I}_x \pm i\hat{I}_y,$$

где $\hat{I}_x, \hat{I}_y, \hat{I}_z$ — компоненты спина ядра,

* Здесь сохранены все обозначения статьи [8].

$$A_0^{(\alpha)} = \vec{\lambda}_\alpha \vec{e}_\alpha - 3 \lambda_{z\alpha} e_{z\alpha},$$

$$A_{\pm 1}^{(\alpha)} = \mp \sqrt{\frac{2}{3}} [(e_{x\alpha} \pm i e_{y\alpha}) \lambda_{z\alpha} + (\lambda_{x\alpha} \pm i \lambda_{y\alpha}) e_{z\alpha}],$$

$$A_{\pm 2}^{(\alpha)} = \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\frac{3}{2} (e_{y\alpha} \lambda_{y\alpha} - e_{x\alpha} \lambda_{x\alpha}) \pm i (\lambda_{x\alpha} e_{y\alpha} + e_{x\alpha} \lambda_{y\alpha}) \right],$$

где $\vec{e}_\alpha, \vec{\lambda}_\alpha$ — единичные векторы поляризации и импульса фонона типа α . Черточка над буквой A в формулах (1), (2) означает усреднение по направлениям поляризации и импульса всех фононов.

3. Случай электро-квадрупольного спин-фононного взаимодействия

Для оценки вклада интерференционных членов (13 а, б) [8] в интенсивность мессбауэровской линии поглощения рассмотрим более простой случай перехода в ядерной системе, спин которой в основном состоянии равен $1/2$, а в возбужденном состоянии — $3/2$. Тогда в случае чисто электро-квадрупольного расщепления ядерных уровней (в отсутствии внешнего или внутреннего локального магнитного поля), как известно, получаются два уровня в возбужденном состоянии и один уровень в основном состоянии. Общие формулы, полученные в работе [8], разумеется, можно применить и в случае многих подуровней. Это, очевидно, приводит к усложнению структуры формул, но не меняет порядок их численных значений.

Для матричных элементов одно- и двухфононных спин-решеточных взаимодействий в этом частном трехуровневом случае из формул (1), (2) нетрудно получить

$$B_\alpha^{(1)}(\lambda', \lambda') = -B_\alpha^{(1)}(\lambda'', \lambda'') = 3 \omega_Q \sqrt{2 \hbar \omega_\alpha / M v^2} \bar{A}_0^{(\alpha)} \cos(P_\alpha R + \Delta_\alpha),$$

$$B_\alpha^{(1)}(\lambda', \lambda'') = \frac{3}{2} \omega_Q \sqrt{\frac{\hbar \omega_\alpha}{M v^2}} \bar{A}_1^{(\alpha)} \cos(P_\alpha R + \Delta_\alpha), \quad (3)$$

$$B_{\alpha\beta}^{(2)}(\lambda', \lambda'') = \frac{3\sqrt{2} \hbar \omega_Q}{2 M v^2} \sqrt{\omega_\alpha \omega_\beta} \bar{A}_1^{(\alpha)} \bar{A}_1^{(\beta)} \cos(P_\alpha R + \Delta_\alpha) \cos(P_\beta R + \Delta_\beta),$$

$$B_{\alpha\beta}^{(2)}(\lambda', \lambda') = -B_{\alpha\beta}^{(2)}(\lambda'', \lambda'') = \frac{6 \hbar \omega_Q}{M v^2} \sqrt{\omega_\alpha \omega_\beta} \bar{A}_0^{(\alpha)} \bar{A}_0^{(\beta)} \times \\ \times \cos(P_\alpha R + \Delta_\alpha) \cos(P_\beta R + \Delta_\beta).$$

Формулы для вклада одно- и двухфононных интерференционных членов (13 а, б) [8] в интенсивность линии поглощения в рассматриваемом трехуровневом случае приобретают вид

$$I_{\lambda\lambda'}^{(1)} = \frac{1}{E_{\lambda'\lambda''}} \sum_\alpha \left\{ B_{\alpha\alpha}^{(2)}(\lambda', \lambda'') (1 + 2 \nu_\alpha) - \frac{1}{\hbar \omega_\alpha} B_\alpha^{(1)}(\lambda', \lambda'') B_\alpha^{(1)}(\lambda', \lambda') + \right. \\ \left. + B_\alpha^{(1)}(\lambda', \lambda'') B_\alpha^{(1)}(\lambda'', \lambda'') \left(\frac{1 + \nu_\alpha}{E_{\lambda'\lambda''} - \hbar \omega_\alpha} + \frac{\nu_\alpha}{E_{\lambda'\lambda''} + \hbar \omega_\alpha} \right) \right\}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 I_{\lambda\lambda'}^{(2)} = & \frac{1}{E_{\lambda'\lambda''}} \sum_{\alpha, \beta} \left\{ -\frac{1}{\hbar} B_{\alpha\beta}^{(2)}(\lambda', \lambda'') B_{\alpha\beta}^{(2)}(\lambda', \lambda') \left(\frac{1+v_\alpha+v_\beta}{\omega_\alpha+\omega_\beta} + \frac{v_\beta-v_\alpha}{\omega_\alpha-\omega_\beta} \right) + \right. \\
 & + B_{\alpha\beta}^{(2)}(\lambda'', \lambda'') B_{\alpha\beta}^{(2)}(\lambda', \lambda'') \left[\frac{(1+v_\alpha)(1+v_\beta)}{E_{\lambda'\lambda''} - \hbar(\omega_\alpha + \omega_\beta)} + \frac{v_\alpha v_\beta}{E_{\lambda'\lambda''} + \hbar(\omega_\alpha + \omega_\beta)} + \right. \\
 & \left. \left. + \frac{2v_\alpha(1+v_\beta)}{E_{\lambda'\lambda''} + \hbar(\omega_\alpha - \omega_\beta)} \right] \right\}.
 \end{aligned} \quad (5)$$

Соответствующие выражения для ядерного перехода $\lambda \rightarrow \lambda''$ отличаются от (4) и (5) только знаком (так как $E_{\lambda'} > E_{\lambda''}$). Поэтому при повышении температуры интенсивность линии, соответствующей переходу $\lambda \rightarrow \lambda'$, должна увеличиваться, а интенсивность линии, соответствующей переходу $\lambda \rightarrow \lambda''$, — уменьшаться.

В случае, когда кристалл описывается дебаевским приближением, в зависящих от температуры членах формул (4), (5) перейдем от суммирования к интегрированию. Для двухфононного первого члена формулы (4), получаемого за счет процессов типа комбинационного рассеяния (когда спин-

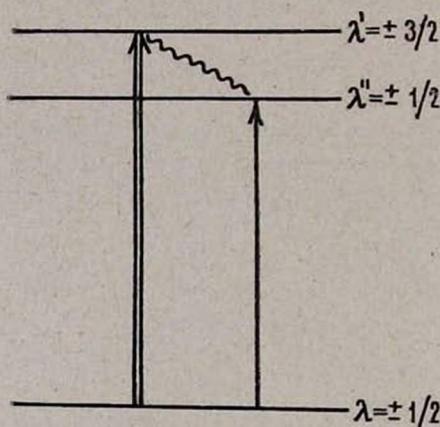


Рис. 2.

система поглощает и одновременно испускает виртуальные фононы определенного типа), легко получить

$$J_{\lambda\lambda'}^{(1)} = \frac{27\sqrt{2}}{4} \frac{N}{\omega_D^3 \omega} \left(\frac{\omega_Q}{Mv^2} \right) \frac{1}{(\overline{A_1^{(2)}})^2} \int_0^{\omega_D} \omega^3 \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2kT} d\omega, \quad (6)$$

где ω_D — максимальная частота Дебая, связанная с температурой Дебая ϑ соотношением $\hbar\omega_D = k\vartheta$, $\overline{\omega} = \frac{E_{\lambda'} - E_{\lambda''}}{\hbar}$, а функцию $\cos^2(P_\alpha R + \Delta_\alpha)$ заменили ее средним значением $1/2$.

Поскольку тепловой фактор Дебая-Валлера при низких температурах имеет большое значение ($f \approx 1 + 0,01$), то интенсивность мессбауэровской линии при малых T определяется в основном этим фактором. Поэтому

интерференционные члены (4) и (5) могут заметно влиять на ход температурной зависимости линий ядерных мультиплетов лишь при высоких температурах (выше температуры Дебая). Оценка выражения (6) при высоких T и следующих вероятных значениях входящих в него параметров $\bar{\omega} \approx 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $M \approx 1$, $v \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, $Z\gamma_Q = 1$, $Q \approx 10^{-25} \text{ см}^2$, $a \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $\bar{A}^{(x)} = 1$ приводит к значению

$$J_{\lambda\lambda'}^{(1)} \approx \frac{9\sqrt{2}}{2} N \left(\frac{\omega_Q}{\omega} \right) \left(\frac{\omega_D}{Mv^2} \right) \overline{(\bar{A}_1^{(x)})^2} \left(\frac{T}{\theta} \right) \approx 2 \cdot 10^{-1} (T/\theta). \quad (7)$$

В результате интегрирования в третьем однофононном члене формулы (4) получим

$$J_{\lambda\lambda'}^{(2)} = -\frac{81\sqrt{2}}{4} \frac{N}{\omega_D^3} \left(\frac{\omega_Q}{Mv^2} \right) \frac{\bar{A}_1^{(x)} \bar{A}_0^{(x)}}{\hbar \bar{\omega}} \int_0^{\omega_D} \omega^3 \left(\frac{1+v(\omega)}{\omega-\omega} + \frac{v(\omega)}{\omega+\omega} \right) d\omega, \quad (8)$$

где $v(\omega) = (e^{\beta\hbar\omega} - 1)^{-1}$.

Первый член в формуле (8) представляет собой вклад поглощения, а второй—вклад испускания виртуальных фононов в рассматриваемый переход $\lambda \rightarrow \lambda'$. Естественно, что первый процесс должен привести к увеличению, а второй—к уменьшению вероятности перехода $\lambda \rightarrow \lambda'$. Поэтому хотя вклад этих членов в отдельности не мал, их общий вклад в интенсивность линии получается ничтожным. При высоких температурах интеграл в (8) легко берется и получаем

$$J_{\lambda\lambda'}^{(2)} \approx 81\sqrt{2} \frac{N}{\hbar \omega_D} \left(\frac{\omega_Q^2}{Mv^2} \right) \overline{\bar{A}_0^{(x)} \bar{A}_1^{(x)}} \left(\frac{T}{\theta} \right) \approx 10^{-12} (T/\theta). \quad (9)$$

Формула (5) представляет собой вклад двухфононных процессов в интенсивность линии ядерного поглощения. Здесь также, как и в случае однофононных процессов, процесс поглощения и испускания двух фононов в какой-то степени друг друга компенсируют, а оставшийся третий процесс типа комбинационного рассеяния фононов при высоких T дает заметный вклад в интенсивность линий. Можно показать, что при высоких T первый (линейно зависящий от температуры) член в формуле (5) равен

$$J_{\lambda\lambda'}^{(1)} \approx 81\sqrt{2} N^2 \left(\frac{\omega_Q}{Mv^2} \right) \left(\frac{\omega_D}{\omega} \right) \left(\frac{T}{\theta} \right) \approx 10^{-8} \left(\frac{T}{\theta} \right), \quad (10)$$

а второй (квадратично зависящий от температуры) член есть

$$J_{\lambda\lambda'}^{(2)} \approx 2 \cdot 10^3 N^2 \left(\frac{\omega_Q}{Mv^2} \right)^2 \left(\frac{\omega_D}{\omega} \right) \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \approx 2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T}{\theta} \right)^2. \quad (11)$$

Однако известно, что коэффициент антиэкранировки ядер γ_Q , входящий в формулы (10) и (11), имеет значение $\gamma_Q \approx 1$ в случае, если кристалл рассматривается в приближении простой ионной решетки (когда ионы представляются как точечные заряды). Но для многих реальных решеток $\gamma_Q \approx 100$ (см., напр., [10]). Так что вклад (11) в вероятность поглощения

γ -кванта для таких ядер увеличивается на четыре порядка и может стать существенным.

Таким образом, при высоких температурах вклад интерференционного члена (7) (возможно, также и члена (11)) в интенсивность линий ядерных мультиплетов по величине может стать больше, чем фактор Дебая-Валлера (при высоких T фактор Дебая-Валлера падает по закону $e^{-\text{const } T}$, а его значение, при котором экспериментально еще можно наблюдать мессбауэровскую линию, равно приблизительно 0,001). Тогда ход температурной зависимости мессбауэровской линии будет не экспоненциальный, а определится законом (7) или (11). Такая зависимость наблюдалась экспериментально [9], однако раньше она объяснялась изменением частот нормальных колебаний ядер (входящих в фактор Дебая-Валлера) вследствие агармоничности колебаний (см. [10]).

4. Влияние ультразвука на интенсивность линии

Как уже отмечалось в разделе 3, интерференционное перераспределение интенсивности между линиями мультиплетной структуры можно наблюдать при высоких температурах. Однако при высоких температурах увеличивается также ширина линий, что делает такие наблюдения крайне трудными. Поэтому для наблюдения этих эффектов лучше работать при низких температурах, поддерживая фонное поле в кристалле посредством возбуждения сильных ультразвуковых колебаний извне. Если считать ультразвуковой фонон как кристаллический (имеющий энергию, сосредоточенную в малой области вблизи Ω), то для спектрального распределения мессбауэровской линии также можно применять формулу (11) работы [8]. Только теперь в выражениях для интенсивности, сдвига и уширения необходимо из общих сумм выделить члены, соответствующие ультразвуковому фонону.

Так, например, в рассматриваемом трехуровневом случае для интенсивности нетрудно получить выражение

$$J_{\lambda\lambda'}^{(u)} = \frac{C}{2\pi} e^{-2(W+W_u)} \{1 + I_{\lambda\lambda'}^{(u)} + I_{\lambda\lambda'}^{(n)}\} (\bar{n}_\lambda - \bar{n}_{\lambda'}) \delta(\omega - E_{\lambda'\lambda}), \quad (12)$$

где

$$2W_u = \frac{R_0}{\hbar\Omega N} (1 + 2\nu_u), \quad (13)$$

$$I_{\lambda\lambda'}^{(u)} = I_{\lambda\lambda'}^{(1)} \delta_{uu} + I_{\lambda\lambda'}^{(2)} \delta_{\beta u}, \quad (14)$$

$I_{\lambda\lambda'}^{(1)}$ и $I_{\lambda\lambda'}^{(2)}$ определяются формулами (4) и (5), R_0 — энергия отдачи резонансного ядра, ν_u — число ультразвуковых фононов в одной колебательной моде.

Формула (12) отличается от известных в литературе результатов по воздействию ультразвука на мессбауэровскую линию членом $I_{\lambda\lambda'}^{(u)}$, который с увеличением мощности ультразвука (с увеличением ν_u) растет. Таким образом, при повышении мощности ультразвука интенсивность мес-

сбауэровской линии, соответствующей переходу $\lambda \rightarrow \lambda'$, сначала должна уменьшаться (за счет увеличения W_u), а затем — увеличиваться (за счет увеличения $I_{\lambda\lambda'}^{(u)}$). Интенсивность же линии, соответствующей переходу $\lambda \rightarrow \lambda''$, — всегда уменьшается.

Если рассматривать резонансный случай в пределе ширины ядерных уровней ($\hbar\Omega = E_{\lambda'\lambda} + \Gamma_{\lambda'\lambda}$), то основной вклад в формулу (14) будут давать резонансные члены. Тогда для однофононного ультразвукового изменения интенсивности мессбауэровской линии легко получить

$$I_{\lambda\lambda'}^{(u)} \approx \frac{81\sqrt{2}}{2} \frac{\omega_Q^2 (1 + v_u)}{Mv^2 \Gamma_{\lambda'\lambda}} (A^{(u)})^2. \quad (15)$$

Оценки величины (13) и (15) при значениях $\Omega \approx 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $R_0 = 10^{-13} \text{ эрг}$, $\gamma_Q \approx 100$, $\bar{A}^{(u)} = -3$ (учитывается, что ультразвук распространяется по направлению z) и для линий с шириной $\Gamma_{\lambda'\lambda} \approx 10^{-23} - 10^{-24} \text{ эрг}$ показывают, что при значении $v_u \approx 10^{18} - 10^{19}$ фактор Дебая-Валлера становится ничтожно малым, а величина (15) приближается к экспериментально наблюдаемому значению 0,01. При современном уровне экспериментальной техники это вполне достижимое значение. Двухфононные члены в формуле (14), как показывают расчеты, дают меньший вклад, чем однофононные. Например, при $T = 0$ легко показать, что $I_{\lambda\lambda'}^{(u)} \approx 10^{-25} v_u$.

Взаимодействие ядерной спин-системы с ультразвуковыми фононами может эффективно влиять также на положение ядерных уровней и тем самым на положение спектральных линий. Из формулы (12) работы [8] легко получить

$$\Delta E_{\lambda\lambda'}^{(u)} \approx \frac{81}{4} \frac{\Omega \omega_Q^2}{Mv^2} \frac{v_u}{\Gamma_{\lambda'\lambda}} = 5 \cdot 10^{-40} \frac{v_u}{\Gamma_{\lambda'\lambda}}.$$

При значениях $\Gamma_{\lambda\lambda'} \approx 10^{-25} \text{ эрг}$ и $v_u \approx 10^{18}$ сдвиг принимает наблюдаемое значение $\Delta E_{\lambda\lambda'} \approx 10^3 \text{ сек}^{-1}$.

Появление интерференционного фактора $I_{\lambda\lambda'}^{(u)}$ в выражении для интенсивности линий может привести также к снятию запрета для ядерных переходов, имеющих малый $d_{\lambda\lambda'}$, и к появлению новых линий в тонкой структуре линии Мессбауэра под воздействием ультразвука. Аналогичные вычисления в случае спин-магнонной связи имеются в работе [11].

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 25.III.1972,
после переработки 2.XI.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Р. Хуцшвили. Труды Института физики АН ГрузССР, 4, 3 (1956).
2. А. Абрахам. Ядерный магнетизм, М., 1963.
3. А. М. Афанасьев, Ю. Каган. ЖЭТФ, 45, 1660 (1963).
4. К. Nishikawa, R. Vatrie. Canad. J. of Phys., 42, 1135 (1963).
5. И. П. Суздальев и др. ЖЭТФ, 55, 1752 (1968).

6. В. В. Светозаров. ФТТ, 12, 1054 (1970).
7. H. H. Wickman. Moessbauer effect methodology, 2, N—J, 1966, p. 39.
8. Փ. Ս. Сафарян. ДАН АрмССР, 55, 156 (1972).
9. A. J. F. Boyle et al. Proc. Phys. Soc., A 77, 498, 129 (1961).
10. В. С. Шпинель. Резонанс гамма-лучей в кристаллах, М., 1969.
11. В. Г. Показаньев, М. А. Григорьев. ЖЭТФ, 60, 1423 (1971).

ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ՍԻՍՏԵՄԻ ԿՈՂՄԻՑ γ -ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԿՎԱՆՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՑԱԼ

(Էլեկտրոն-կվադրոպոլային սպին-ֆոնոնային փոխազդեցության դեպքը)

Յ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է սպին-ֆոնոնային փոխազդեցության թողած ազդեցությունը միջուկային կլանման դժի սպեկտրալ բնութագրերի վրա: Կոնկրետ՝ էլեկտրոն-կվադրոպոլային սպին-ցանցային փոխազդեցության դեպքի համար զնահատված են վերոհիշյալ բնութագրերի մեծությունները և ուսումնասիրված են այդ փոփոխությունների փորձնական հայտնաբերման հնարավորությունները: Ուսումնասիրված են նաև սպեկտրալ դժերի դիրքի և ինտենսիվության փոփոխության հնարավորությունները դերձայնային աստանոսների ազդեցության տակ:

ON THE THEORY OF QUANTUM ABSORPTION BY NUCLEAR SPIN SYSTEMS

F. P. SAFARIAN

The effect of spin-lattice interaction on spectral characteristics (position, width, intensity) of γ -absorption lines is considered. The values of these spectral characteristics are estimated in the case of electroquadrupol spin-phonon interaction and the possibility of their experimental observation is considered. It is shown, that at high temperature the interference of nuclear transitions, may lead to non-exponential dependence of the intensity of the near-by non-phonon spectral lines on the temperature.