01; 02

ЯМР-ГАММА ДВОЙНОЙ РЕЗОНАНС В УСЛОВИЯХ НЕРАВНОМЕРНОГО ЗАСЕЛЕНИЯ ПОДУРОВНЕЙ

В. В. Ломоносов, С. Б. Сазонов

Теоретически исследовано явление ЯМР-гамма двойного резонанса в условиях неравномерного заселения зеемановских подуровней мессбауэровского ядра. Найдено, что, используя переходы с перезаселением подуровней за счет взаимодействия с резонансным полем, можно получить сужение линий мессбауэровских переходов. Проанализированы характеристики углового распределения фотонов, испускаемых ориентированным источником в условиях двойного резонанса.

Введение

Экспериментальные наблюдения эффекта ЯМР-гамма двойного резонанса [1] делают возможным наблюдения в мессбауэровской спектроскопии нелинейных эффектов, природа которых аналогична нелинейным эффектам, известным в оптике. Работы [2-4], в которых было осуществлено экспериментальное исследование этого эффекта, показали, с одной стороны, возможность, а с другой стороны, сложность его наблюдения, так как для этого требуется применять довольно мощные поля разного характера. Большинство выполненных экспериментов, за исключением [3], проводились в постановке, когда стимулированные высокочастотным полем переходы не нарушают равнозаселенности зеемановских подуровней. В данной работе рассматриваются некоторые явления в области мессбауэровской спектроскопии, которые могут иметь место в ЯМР-гамма двойном резонансе в условиях неравномерного заселения подуровней мессбауэровского ядра. Эти явления, особенно эффект сужения линии мессбауэровского спектра, показывают перспективность использования эффекта ЯМР-гамма двойного резонанса, что, как мы надеемся, стимулирует усилия экспериментаторов в этой области. Анализ показывает, что требуемые для успешного наблюдения рассматриваемых эффектов условия, конечно, являются предельными, но в то же время и не чересчур нереальными.

ЯМР-гамма двойной резонанс есть проявление в области мессбауэровской спектроскопии явлений, обусловленных образованием квазиэнергетических состояний (КЭС) в квантовой системе, взаимодействующей с периодическим полем, резонансным относительно системы ее уровней [5]. Эти состояния возникают в результате «перемешивания» стационарных уровней квантовой системы под действием резонансного поля.

Особо интересны явления, вызванные переходами между КЭС системы атом+ +поле в условиях неравномерного заселения подуровней атома до начала воздействия переменного поля. В оптической области наблюдалось большое количество таких эффектов: расщепление линий, изменение знака коэффициента поглощения падающего на атом излучения, появление провалов в линии спонтанного перехода в двух- и трехуровневых системах и т. д.

1. Общая теория ЯМР-гамма двойного резонанса

Физическая суть явления ЯМР-гамма двойного резонанса рассмотрена во многих работах и состоит в следующем. Если на мессбауэровское ядро, находящееся в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0$, расщепляющем мессбауэровские уровни на систему зеемановских подуровней, воздействует переменное магнитное поле $H_{\sim}$, частота которого резонансна системе подуровней, например возбужденного уровня со спином I_B, то образуется система КЭС в квантовой системе возбужденное ядро+поле. При этом в случае равномерного заселения подуровней, как следствие образования КЭС, каждая линия мессбауэровского спектра будет расщеплена на $2I_B+1$ компонент.

В работе [6] нами была развита теория Хаммермеша [1] на случай, когда не предполагается равнозаселенность подуровней. В ряде работ [7-10] сделано аналогичное обобщение теории, но с использованием других математических методов. В [6] задача расчета двойного резонанса рассматривалась как временна́я. Решалась система уравнений Шредингера для амплитуд вероятностей заселения подуровней с проекцией спина $mA_{I_B,\, m}(t)$ с использованием резонансного приближения. Предполагалось, что в начальный момент времени $t=t_0$ с вероятностью $|a_{m_0}|^2$ возбужден лишь подуровень $(I_B,\ m_0)$ с проекцией m_0 и энергией $E_{I_B,\, m_0}$. Соответствующая величина $A_{I_B,\, m}(t)$ обозначается как $A_{I_B,\, m}^{(m_0)}(t)$. Используя методы общей теории эффекта затухания [11], система интегродифференциальных уравнений для $A_{I_B,\, m}^{(m_0)}(t)$ преобразуется в систему алгебраических уравнений для спектральных амплитуд $A_{I_B,\, m}^{(m_0)}(E)$, решение которой имеет вид

$$A_{I_B,\, m}^{(m_0)}(E)=\frac{|A_{m_i m_j}^{(m_0)}(E)|}{|B_{m_i m_j}(E)|}. \tag{1}$$

Под индексом m_i подразумевается проекция спина I_B. Матрица $B_{m_i m_j}$ имеет вид

$$B_{m_i m_i}=E-E_{I_B m_i}+i\hbar\frac{\Gamma}{2},$$

$$B_{m_i\,|\,m_{i\pm1}}=-\alpha\sqrt{(I_B\mp m_i)(I_B\pm m_i+1)}\ e^{\pm i\varphi_0}. \tag{2}$$

Остальные элементы матрицы $B_{m_i m_j}$ равны нулю. Величина $\alpha=(\hbar\mu_B H_{\sim})/(4I_B)$, пропорциональная частоте Раби, характеризует взаимодействие магнитного момента ядра μ_B с переменным магнитным полем. φ_0 — фаза поля $H_{\sim}(t)$ в момент времени $t=t_0$. Матрица $A_{m_i m_j}^{(m_0)}$ имеет вид $A_{m_i m}=a_{m_0}\delta_{m m_0}$, остальные — $A_{m_i m_j}=B_{m_i m_j}$; $\delta_{m m_0}$ — символ Кронекера. От $A_{I_B m}(E)$ можно перейти к спектральной интенсивности. Согласно [11], для спектральной интенсивности γ-квантов энергии $\hbar\omega_{k\lambda}$ и поляризации λ, излучаемых вследствие перехода ядра с подуровня $(I_B,\ m)$ на подуровень основного состояния $(I_0,\ m-\lambda)$, имеет место выражение

$$I_{m,\lambda}(\hbar\omega_{k\lambda})=\sum_{m_0} I_{m,\lambda}^{(m_0)}=\sum_{m_0}|a_{m_0}|^2\,|H_{I_B m\,|\,I_0 m-\lambda k\lambda}|^2\left|\frac{|\bar{A}_{m_i m_j}^{(m_0)}(\hbar\omega_{k\lambda})|}{|B_{m_i m_j}(\hbar\omega_{k\lambda})|}\right|^2, \tag{3}$$

где $\bar{A}_{m_i m_j}^{(m_0)}$ обозначает алгебраическое дополнение матрицы $A_{m_i m_j}^{(m_0)}$, полученное вычеркиванием m_0-й строки и m-го столбца.

Корни уравнения $|B_{m_i m_j}(\hbar\omega_{k\lambda})|=0$ определяют расщепление линии перехода $(I_B,\ m)\to(I_0,\ m-\lambda)$, характеризуемого матричным элементом $H_{I_B m\,|\,I_0 m-\lambda\hbar\omega_{k\lambda}}$ в условиях двойного резонанса

$$\hbar\omega_{k\lambda}=E_0+\hbar\mu_B H_0 m-\hbar\mu_0 H_0(m-\lambda)+\hbar\delta m+\hbar\mu\sqrt{\delta^2+4\alpha^2}. \tag{4}$$

Здесь $\delta=\omega-\omega_{\text{рез}}$ — расстройка частоты поля $H_{\sim}$ относительно резонанса; E_0 — энергия мессбауэровского перехода; $\mu=-I_B,\ -I_B+1,\ \ldots,\ I_B$.

2. Сужение линий мессбауэровского перехода

Как уже говорилось выше, образование КЭС приводит к резкому изменению спектра спонтанного излучения квантовой системы. В ряде работ [12] было показано, что измененный спектр имеет нелоренцевый характер и всегда представим в виде суперпозиции в общем случае нелоренцевых линий

$$I(\omega) \sim \sum_n \frac{A_n + B_n(\omega - \omega_n)}{(\omega - \omega_n)^2 + \gamma_n^2}, \qquad (5)$$

где ω_n, A_n, B_n, γ_n — параметры, зависящие от свойств системы и поля.

Аналогично из (3) можно получить, что $I_{m,\gamma}^{(m_0)}$ всегда представима в форме (5), где ω_n совпадает с решениями (4), а $\gamma_n = \hbar\,(\Gamma/2)$. Следуя (5), легко показать, что усреднение по неоднородному уширению приводит к выражению того же вида, в котором Γ равна наблюдаемой ширине линии с учетом неоднородного уширения.

Как видно из (5), возможность наблюдения расщепления линий определяется соотношением $\alpha > \Gamma$ при $\delta = 0$. При $\alpha \leqslant \Gamma$ воздействие резонансного поля должно проявиться в изменении формы линии мессбауэровского перехода. Интенсивность компонент в (5) зависит как от проекции m подуровня, с которого совершается переход, так и от m_0-проекции первоначально заселенного подуровня. Если $\alpha \leqslant \Gamma$, то расщепление (4) явно не проявляется и представляет собой внутреннюю структуру линии перехода, которая зависит в данном случае от внешних параметров. Таким образом, открывается возможность, изменяя внешние параметры, влиять на форму линии перехода.

Для иллюстрации рассмотрим пример $I_B = 1$, $I_0 = 0$. Из (3) для интенсивности переходов $I_m^{(m_0)}$, разрешенных в этом случае, имеют место выражения

$$\begin{gathered}
I_{+1}^{(+1)} = \left[(E - \sqrt{2}\,\alpha)^2 + \Gamma^2/4\right]\left[(E + \sqrt{2}\,\alpha)^2 + \Gamma^2/4\right]/Q, \\
I_0^{(+1)} = 2\alpha^2(E^2 + \Gamma^2/4)/Q, \\
I_{-1}^{(+1)} = 4\alpha^4/Q, \\
Q = \left[(E - 2\alpha)^2 + \Gamma^2/4\right]\left[(E + 2\alpha)^2 + \Gamma^2/4\right](E^2 + \Gamma^2/4).
\end{gathered} \qquad (6)$$

Произведя разложение типа (5), обозначив $\gamma \equiv \Gamma/2$, получим

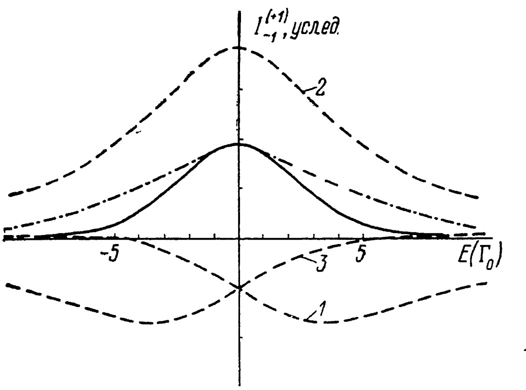
$$\begin{aligned}
I_{+1}^{(+1)} &= s_1 + s_2 + s_3 = \frac{\alpha(5\alpha^2 + 2\gamma^2)E - 8\alpha^4 + 2\gamma^4 + 3\alpha^2\gamma^2}{4(\alpha^2 + \gamma^2)(8\alpha^2 + 2\gamma^2)\left[(E - 2\alpha)^2 + \gamma^2\right]} + \\
&+ \frac{\alpha^2 + 2\gamma^2}{4(\alpha^2 + \gamma^2)(E^2 + \gamma^2)} + \frac{-\alpha(5\alpha^2 + 2\gamma^2)E - 8\alpha^4 + 2\gamma^4 + 3\alpha^2\gamma^2}{4(\alpha^2 + \gamma^2)(8\alpha^2 + 2\gamma^2)\left[(E + 2\alpha)^2 + \gamma^2\right]}, \\
I_0^{(+1)} &= \frac{-\alpha E/4 + \alpha^2}{(4\alpha^2 + \gamma^2)\left[(E - 2\alpha)^2 + \gamma^2\right]} + \frac{\alpha E/4 + \alpha^2}{(4\alpha^2 + \gamma^2)\left[(E + 2\alpha)^2 + \gamma^2\right]}, \\
I_{-1}^{(+1)} &= s_1 + s_2 + s_3 = \frac{-3\alpha^3 E + \alpha^2(8\alpha^2 - \gamma^2)}{8(\alpha^2 + \gamma^2)(4\alpha^2 + \gamma^2)\left[(E - 2\alpha)^2 + \gamma^2\right]} + \\
&+ \frac{\alpha^2(8\alpha^2 + 2\gamma^2)}{8(\alpha^2 + \gamma^2)(4\alpha^2 + \gamma^2)\left[(E^2 + \gamma^2)\right]} + \frac{3\alpha^3 E + \alpha^2(8\alpha^2 - \gamma^2)}{8(\alpha^2 + \gamma^2)(4\alpha^2 + \gamma^2)\left[(E + 2\alpha)^2 + \gamma^2\right]}.
\end{aligned} \qquad (7)$$

На рис. 1, 2 приведены соответственно графики $I_{-1}^{(+1)}$ и $I_{+1}^{(+1)}$ и их компонент. Среднее слагаемое в $I_{-1}^{(+1)}$ носит лоренцевый характер и всегда положительно. Крайние же компоненты при $\alpha \leqslant \Gamma$ имеют асимметричный нелоренцевый вид. Вследствие того что они отрицательны, они уменьшают вклад средней компоненты, и в результате линия $I_{-1}^{(+1)}$ имеет ширину, меньшую Γ. В то же время для линии $I_{+1}^{(+1)}$ все слагаемые положительны при всех значениях α, и, следовательно, ширина линии $I_{+1}^{(+1)}$ будет больше Γ, хотя она имеет нелоренцевую форму. С достижением значений величин $\alpha > \Gamma$ все компоненты (как $I_{+1}^{(+1)}$, так и $I_{-1}^{(+1)}$) становятся положительными лоренцианами и линии распадаются на три отдельные лоренцевые линии шириной Γ.

Нами проанализировано влияние описанного эффекта на форму линий мессбауэровских переходов в ^{181}Ta и ^{57}Fe. Проведенные расчеты показали, что для предельного случая селективного возбуждения можно добиться сужения обычно наблюдаемых линий ($\sim 1.5\,\Gamma_0$ для ^{57}Fe и $\sim 45\Gamma_0$ для ^{181}Ta, где Γ_0 — естественная ширина) на 30 % для ^{57}Fe и для ^{181}Ta почти вдвое.

Эффект сужения линий больше для больших значений I_B. В случае равнозаселенности всех подуровней рассматриваемый эффект не должен наблюдаться, так как полная интенсивность (3) в этом случае есть сумма по всем m_0 с равными весами и не содержит нелоренцевых компонент (см. также [1]). Расстройка частоты поля $H_{\sim}$ по отношению к резонансу ($\delta\neq0$) уменьшает величину эффекта сужения.

Сужение линии может иметь место только для переходов, происходящих с перезаселением подуровней, и поэтому в случае селективного возбуждения рассеивателя неизбежна общая потеря интенсивности. Максимальная интенсивность излучения, отвечающая переходу с уменьшенной шириной, может составлять величину порядка $(\alpha/\Gamma)^2$ от интенсивности линии перехода без перезаселения подуровней. Расчеты показывают, что эта величина может достигать десятков процентов.



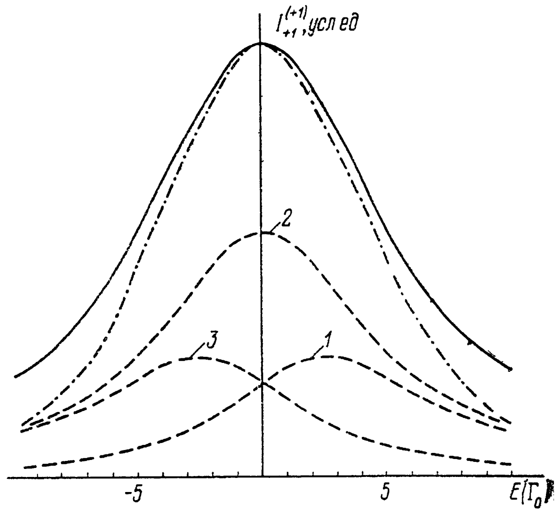


Рис. 1. Спектр $I_{-1}^{(+1)}$ (сплошная кривая) и составляющие его компоненты (штриховые кривые). Нумерация кривых соответствует формуле (7). $\Gamma=10\ \Gamma_0$, $\alpha=\Gamma_0$. Штрихпунктир — лоренцевая ширина Γ.

Рис. 2. Спектр $I_{+1}^{(+1)}$ и составляющие его компоненты.
Обозначения и величина параметров Γ и α те же, что на рис. 1.

Нами проанализировано, при каких условиях возможно наблюдение описанного эффекта на ориентированном ядре. Расчеты показывают, что сужение линии будет иметь место при достижении параметра ориентации ядра $\theta_k=(\mu_B H_0)/(I_B kT)$ значений, больших 2. Так для ядра ^{57}Co при $T\sim0.1$ К из выражения для θ_k следует, что необходимая ориентация ядра может быть достигнута при значении поля H_0, равном 41 Тл (для ^{181}W эта оценка дает значение $\sim$200 Тл). В работе [13] приведены экспериментальные данные по реализации эффекта ориентации кобальтового источника в сверхнизких температурах. Авторы показали, что ориентация ядра ^{57}Co для температур $\sim$0.12 К при превращении его путем электронного захвата в ядро ^{57}Fe в значительной степени сохраняется и достигает, если ее оценивать по величине интенсивностей крайних линий мессбауэровского спектра, значения 1 : 2. Из этих результатов следует, что для реализации рассматриваемой нами ситуации ($\theta_k=2$) необходимо иметь значение поля $H_0\sim300$ Тл. Но эффект сужения линий можно наблюдать, сравнивая величину уширения различных линий мессбауэровского спектра при наложении переменного резонансного поля частотой $\sim$45.4 МГц и величиной $\sim10^{-1}\ H_0$. При этом можно ограничиться достижением ориентации, при которой $\theta_k\sim1$. Если исходить из данных работы [13], то необходимое значение поля в этом случае составит не более 75 Тл.

3. Угловое распределение излучения ориентированного ядра

Известны работы по экспериментальному исследованию углового распределения излучения ориентированных ядер [14]. В случае двойного резонанса это распределение будет носить более сложный характер и будет зависеть от ряда дополнительных параметров. Кроме того, по динамике углового распределения при включении переменного поля можно судить о динамике перезаселения подуровней за счет индуцированных резонансным полем переходов.

Угловое распределение излучения ориентированного ядра имеет асимметричный характер. В случае двойного резонанса вероятность излучения ядра под углом ϑ по отношению к направлению поля $\mathbf{H}_0$ определяется выражением

$$W(\vartheta)=\sum_{m,\lambda}\left|H_{I_Bm|I_0m-\lambda k)}(\vartheta)\right|^2 a_{I_Bm}, \tag{8}$$

где a_{I_Bm} есть заселенность подуровня (I_B, m) и задается формулой

$$a_{I_Bm}=\sum_{m_0}|a_{m_0}|^2\int dE\left|\frac{|A^{(m_0)}_{m_im_j}(E)|}{|B_{m_im_j}(E)|}\right|^2. \tag{9}$$

Согласно [15], для дипольного перехода и $I_0=I_B-1$ вероятность $W(\vartheta)$ приводится к виду

$$W(\vartheta)=\frac{1}{4\pi}\left\{1+\frac{3}{2}\,\frac{I_B}{2I_B-1}\,fP_2(\cos\vartheta)\right\}, \tag{10}$$

где $P_2(\cos\vartheta)=(3/2)(\cos^2\vartheta-1/3)$, а $f=(1/I_B^2)\left\{\sum_m m^2a_{I_Bm}-(I_B/3)(I_B+1)\right\}$.

Пусть вероятности заселения подуровней ориентированного ядра в отсутствие поля $H_\sim$ определяются выражением

$$|a_{m_0}|^2=\frac{1}{2I_B+1}\,\frac{e^{-\theta_k m_0}}{\sum_{m_0}e^{-\theta_k m_0}}. \tag{11}$$

Величина f характеризует степень асимметрии углового распределения вылетающих квантов. Если заселенности подуровней в отсутствие поля $H_\sim$ одинаковы, то $f=0$. Можно показать, что воздействие переменного резонансного поля не изменяет равенство нулю f и не приводит к появлению асимметрии в угловом распределении. Другая ситуация складывается, если поле не будет настроено в резонанс. Тогда, следуя [6], находим, что в этом случае угловое распределение становится осциллирующей функцией времени.

Если ядро ориентировано, то $f\neq 0$ и угловое распределение вылетающих квантов неизотропно. В этом случае воздействие переменного резонансного поля, изменяя заселенности подуровней, будет влиять на угловое распределение фотонов, причем как при стационарной, так и при временно́й постановке эксперимента. На рис. 3 представлены зависимости степени асимметрии углового распределения f от величины взаимодействия ядра с переменным магнитным полем α. С ростом α параметр f уменьшается, но стремится к константе, отличной от нуля, величина которой зависит от степени ориентированности ядра. Такое поведение кривых, по всей видимости, отражает эффект насыщения при достаточно больших значениях α. Неравенство нулю предельных значений f означает, что равномерное распределение заселенностей подуровней не имеет место даже при очень больших напряженностях резонансного поля. На рис. 4 показано влияние расстройки. С ростом величины расстройки асимметричность углового распределения уменьшается, исчезает совсем при некотором значении δ и потом увеличивается вновь, стремясь к значениям, соответствующим случаю отсутствия резонансного поля. Исчезновение асимметрии происходит тогда, когда распределение заселенностей подуровней приобретает линейный характер зависимости от значения проекции спина

$$a_{I_Bm}=mb(|m|)+1/(2I_B+1), \tag{12}$$

где $b(|m|)$ есть константы, зависящие от модуля проекции момента.

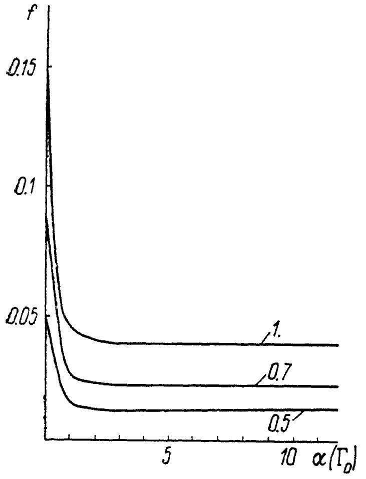
Рассмотрим временну́ю зависимость углового распределения вылетающих квантов. В этом случае $a_{I_Bm}(t)$ в формуле (10) определяется выражением

$$a_{I_B m}(t) = \sum_{m_0} |a_{m_0}|^2 \left| \int dE \, \frac{\left| \bar{A}^{(m_0)}_{m_i m_j}(E) \right|}{\left| B_{m_i m_j}(E) \right|} \, e^{-i\left(E - E_{I_B m}\right)\frac{t-t_0}{\hbar}} \right|^2 . \tag{13}$$

Подставляя в (10) конкретные значения $a_{I_B m}$ из (13), можно показать, что в случае неравномерного заселения подуровней угловое распределение испускаемых фотонов будет испытывать затухающие временны́е осцилляции с периодом, обратно пропорциональным величине, и амплитудой тем большей, чем больше ориентированность ядра.

4. Временны́е осцилляции суммарной заселенности ядра рассеивателя при селективном возбуждении

Временна́я методика экспериментов, как известно, отличается большой трудоемкостью из-за необходимости использовать источники малых интенсивностей. Сделаем одно замечание по поводу временны́х экспериментов с использованием явлений двойного резонанса.



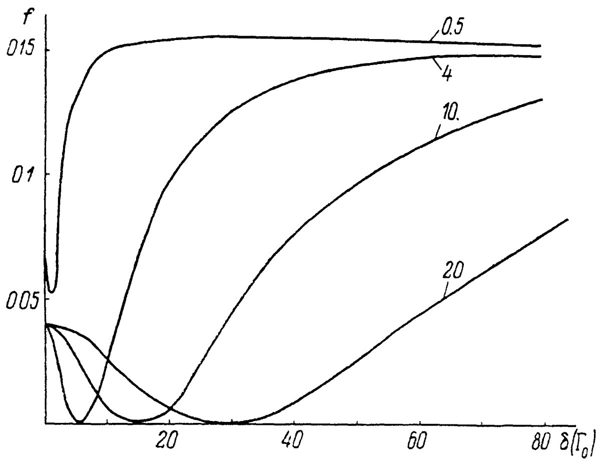


Рис. 3. Зависимость степени асимметрии углового распределения вылетающих фотонов f от величины α, вычисленная при различных значениях параметра ориентации ядра θ_k. $I_B = 3/2$.

Рис. 4. Зависимость f от расстройки частоты резонансного поля для различных значений α. $\theta_k = 1$, $I_B = 3/2$.

Если просуммировать заселенность всех подуровней $a_{I_B m}(t)$ при фиксированном значении m_0, когда в сумме (13) остается только одно слагаемое, то полученные величины $S_{m_0}(t)$ будут от времени для источника и для рассеивателя вести себя различно: если для источника получается просто затухающая экспонента, то для рассеивателя $S_{m_0}(t)$ будут представлять собой затухающие осциллирующие функции [6]. Для примера в [6] для $I_B=3/2$, $I_0=1/2$ получено

$$S_{\pm 3/2}(t) = \frac{1}{16\alpha^2}\left(224/9 - 8/9 \cdot \cos 3\alpha t - 24 \cos \alpha t\right) e^{-\Gamma / t},$$

$$S_{\pm 1/2}(t) = \frac{1}{16\alpha^2}\left(32/3 - 8/3 \cdot \cos 3\alpha t - 8 \cos \alpha t\right) e^{-\Gamma t}. \tag{14}$$

S_{m_0} определяют суммарную интенсивность всех переходов в ядре. Очевидно, что наблюдение осцилляций суммарной интенсивности предпочтительнее анализу поведения во времени интенсивности линий отдельных переходов.

Заключение

Полученные теоретические результаты показывают, что проведение экспериментов по ЯМР-гамма двойному резонансу в условиях неравномерного заселения подуровней ядра было бы интересно как с точки зрения исследования самого эффекта, так и с точки зрения перспективы практического использования явления. Отметим, что исследования нелинейных эффектов при взаимодействии гамма-излучения с веществом методами мессбауэровской спектроскопии позволят разработать новые методы, с помощью которых можно будет управлять неоднородной шириной линии ядерных изомеров в веществе.

Список литературы

[1] *Hack M. N., Hammermesh M.* // IL Nuovo Chim. 1961. Vol. 19. P. 546—557.
[2] *Войтовецкий В. К., Черемисин С. М., Сазонов С. Б.* // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 11. С. 711—716.
[3] *Heiman N. D., Walker J. C., Pfeiffer L.* // Phys. Rev. 1969. Vol. 184. N 2. P. 281—284.
[4] *Якимов С. С., Мкртчян А. Р., Зарубин В. Н.* и др. // Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 26. Вып. 1. С. 16—19.
[5] *Зельдович Я. Б.* // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. Вып. 5. С. 1492—1495.
[6] *Войтовецкий В. К., Сазонов С. Б.* Препринт ИАЭ. № 3954/2. М., 1984.
[7] *Dzyblik A. Ya.* // Phys. Stat. Sol. (B). 1984. Vol. 104. P. 81—88.
[8] *Афанасьев А. М., Александров П. А.* Препринт ИАЭ. № 3337/9. М., 1980.
[9] *Макаров Е. Ф., Митин А. В.* // УФН. 1976. Т. 120. № 1. С. 55—84.
[10] *Башкиров Ш. Ш., Садыков Э. К.* // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 11. С. 3444—3446.
[11] *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения. М.: ИЛ, 1956. 192 с.
[12] *Апанасевич П. А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 1299—1304.
[13] *Katila T. E.* // Phys. Lett. A. 1967. Vol. 25. P. 758—760.
[14] *Wilson G. V. H.* // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 30. N 4. P. 213—215.
[15] *Де Гроот С. Р., Тольхук Х. А.* // Сб. / Под ред. К. Зигбана. М.: Физматгиз, 1959. С. 556—566.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
20 февраля 1989 г.