объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P17-88-13

В.И.Юкалов

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ЯДЕРНОМ ГАММА-РЕЗОНАНСЕ

Направлено в журнал "Europhysics Letters"

1988

При проведении экспериментов по ядерному гамма-резонансу на систему N мёссбауэровских ядер действует внешнее резонансное поле радиоактивного источника $\vec{E}_i\, e^{-i\omega t}$ ($i = 1, 2 \ldots N$). Поле $\vec{E}_i$, как правило, не имеет какой-либо фиксированной поляризации, поэтому когерентных эффектов в системе нет.

Однако, если кроме резонансного поля на систему наложено еще внешнее однородное поле $\vec{E}_0$, то могут появиться коллективные эффекты. Демонстрация этого факта и составляет содержание данного сообщения.

Система мёссбауэровских ядер представляет собой ансамбль двухуровневых излучателей (Аллен и Эберли/1/, Андреев, Емельянов и Ильинский/2/). При описании процессов излучения с длиной волны, гораздо большей размеров излучателя, используют дипольное приближение. Все формулы для электрических и магнитных дипольных переходов одинаковы с точностью до замены электрических полей на магнитные. Для определенности везде ниже пишутся электрические поля. Например, полное внешнее поле, действующее на i-ое ядро,

$$\vec{E}_i(t) = \vec{E}_i\, e^{-i\omega t} + \vec{E}_0 \, . \qquad (1)$$

Свойства систем, находящихся в периодических внешних полях, могут в существенной мере определяться эффективным взаимодействием излучателей посредством обмена фотонами (Емельянов и Юкалов/3/), даже если это взаимодействие мало. В случае гамма-излучения длина волны не только намного меньше характерных размеров всей системы, но меньше среднего расстояния между излучателями, поэтому поле переизлучения можно записать в приближении волновой зоны. При этом гамильтониан системы мёссбауэровских ядер имеет вид (Юкалов/4/)

$$\begin{aligned} \hat{H} = {} & \frac{\omega_0}{2} \sum_i \left[1 + \sigma_i^z(t) \right] - \\ & - \frac{1}{2} \sum_i \left[\vec{p}_i^{\,+}(t)\vec{E}_i(t) + \vec{E}_i^{\,+}(t)\vec{p}_i(t) \right] - \\ & - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \left[\vec{p}_i^{\,+}(t)\vec{E}_{ij}(t) + \vec{E}_{ij}^{\,+}(t)\vec{p}_i(t) \right] , \end{aligned} \qquad (2)$$

где ω_0 -энергия перехода, $\hbar \equiv 1$, оператор поляризации

$$\vec{P}_i(t) = \vec{d}_i \sigma_i^-(t)\,, \qquad (3)$$

$\vec{d}_i$ -дипольный момент перехода, оператор поля переизлучения

$$\vec{E}_{ij}(t) = \vec{E}_{ij}\,\sigma_j^-(t)\,,$$

$$\vec{E}_{ij} = \frac{k^2}{r_{ij}}\,\vec{n}_{ij}\times\left[\vec{d}_j \times \vec{n}_{ij}\right] \exp(ikr_{ij})\,, \qquad (4)$$

$$\vec{n}_{ij} \equiv \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{r_{ij}}\,, \quad r_{ij} \equiv |\vec{r}_i - \vec{r}_j|\,, \quad k \equiv \frac{\omega}{c}\,,$$

σ_i^z -оператор разности населенностей, $\sigma_i^\pm$ - оператор межуровневых переходов.

Учитывая наличие естественной ширины возбужденного уровня Γ и возможность нерезонансной накачки, задающей относительную разность населенностей ξ , получаем уравнения движения

$$i\frac{d}{dt}\sigma_i^z(t) = \vec{d}_i\left[\vec{E}_i^+(t)\sigma_i^-(t) - \sigma_i^+(t)\vec{E}_i(t)\right] - 2\sum_{j(\neq i)}\Phi_{ij}\left[\sigma_i^+(t)\sigma_j^-(t) - \sigma_j^+(t)\sigma_i^-(t)\right] - \Gamma\left[\sigma_i^z(t) - \xi\right]\,, \qquad (5)$$

$$i\frac{d}{dt}\sigma_i^-(t) = (\omega_0 - i\Gamma)\,\sigma_i^-(t) + \frac{1}{2}\vec{d}_i\vec{E}_i(t)\,\sigma_i^z(t) + \sum_{j(\neq i)}\Phi_{ij}\,\sigma_i^z(t)\,\sigma_j^-(t)\,, \qquad (6)$$

в которых

$$\Phi_{ij} \equiv (\vec{d}_i\,\mathrm{Re}\,\vec{E}_{ij}) = k^3\left[(\vec{d}_i\vec{d}_j) - (\vec{d}_i\vec{n}_{ij})(\vec{d}_j\vec{n}_{ij})\right]\frac{\cos(kr_{ij})}{kr_{ij}} \qquad (7)$$

- потенциал эффективного взаимодействия ядер через обмен гамма-квантами. В частном случае, если ограничиться лишь взаимодействием ближайших соседей и предположить, что все дипольные моменты $\vec{d}_i$ однонаправлены, то в уравнениях (5) и (6) в качестве Φ_{ij} будет стоять когерентное диполь-дипольное взаимодействие (Аветисян, Зайцев и Малышев[5]). Здесь же мы преждевременно не требуем, чтобы взаимодействие ядер было когерентным, наоборот, выяснение того, при каких условиях когерентность возможна - это одна из наших основных задач. Из вида потенциала (7) следует также, что он имеет не близкодействующий, а дальнодействующий характер. Эффективный радиус действия этого потенциала (Юкалов[4]) $r_{int} \sim \sqrt{\lambda L}$, где L -линейный размер системы, гораздо больше среднего расстояния между ядрами a . Поэтому при усреднении уравнений (5) и (6) можно использовать расцепление

$$\langle\sigma_i^z(t)\sigma_j^-(t)\rangle = \langle\sigma_i^z(t)\rangle\langle\sigma_j^-(t)\rangle\,,$$
$$\langle\sigma_i^+(t)\sigma_j^-(t)\rangle = \langle\sigma_i^+(t)\rangle\langle\sigma_j^-(t)\rangle\,. \qquad (i\neq j)$$

Выражения для средних $\langle\sigma_i^z(t)\rangle$ и $\langle\sigma_i^-(t)\rangle$ имеют чрезвычайно громоздкий вид. Для удобства анализа прибегнем к некоторым упрощениям. Введем векторы поляризации:

$$\vec{E}_i = E_i\vec{e}_i\,, \quad \vec{E}_0 = E_0\vec{e}_0\,, \quad \vec{d}_i = d\,\vec{\pi}_i\,.$$

Будем также применять обозначения

$$E \equiv |E_i|\,, \quad \Delta_0 \equiv |\Delta|\,, \quad \Delta \equiv \omega - \omega_0\,.$$

Считаем, что расстройка и ширина уровня малы, так что

$$\frac{\Delta_0}{\Gamma} \ll 1\,, \quad \frac{\Gamma}{\omega} \ll 1\,. \qquad (8)$$

Кроме того, полагаем, что справедливы неравенства

$$\frac{k^2d^2}{a\Gamma} \ll 1\,, \quad \frac{dE}{\Gamma} \ll 1\,, \quad \frac{dE_0}{\omega} \ll 1\,. \qquad (9)$$

Тогда из уравнений (5) и (6) находим средние

$$\langle\sigma_i^z(t)\rangle \simeq D_i^z + Z_i\,e^{-i\omega t} + Z_i^*\,e^{i\omega t}\,,$$

$$\langle \sigma_i^-(t)\rangle \simeq X_i + D_i e^{-i\omega t} + Y_i e^{i\omega t} \tag{I0}$$

с коэффициентами

$$D_i^2 = \xi\left[1-\left(\frac{dE}{\Gamma}\right)^2(\vec{\pi}_i\vec{e}_i)^2-\left(\frac{dE_c}{\omega}\right)^2(\vec{\pi}_i\vec{e}_c)^2\right],$$

$$Z_i = -i\,\frac{\xi}{2}\left(\frac{dE}{\Gamma}\right)\left(\frac{dE_c}{\omega}\right)(\vec{\pi}_i\vec{e}_i)(\vec{\pi}_i\vec{e}_c),$$

$$X_i = -\frac{\xi}{2}\left(\frac{dE_c}{\omega}\right)(\vec{\pi}_i\vec{e}_o), \tag{II}$$

$$D_i = -i\,\frac{\xi}{2}\left(\frac{dE}{\Gamma}\right)(\vec{\pi}_i\vec{e}_i),$$

$$Y_i = -i\,\frac{\xi}{8}\left(\frac{dE_i^*}{\Gamma}\right)\left(\frac{dE_c}{\omega}\right)^2(\vec{\pi}_i\vec{e}_i)(\vec{\pi}_i\vec{e}_o)^2 .$$

Система, находящаяся в периодическом внешнем поле, в среднем стационарна, то есть все наблюдаемые величины, усредненные по периоду, от времени не зависят. Например, для средней энергии

$$W = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega}\langle\hat{H}\rangle dt ,$$

считая поляризацию $\vec{e}_i$ случайной по направлениям, получаем

$$W = N\frac{\omega}{2}\left[1+\xi-\frac{\xi}{3}\left(\frac{dE}{\Gamma}\right)^2\right] - \frac{\xi^2}{4}\left(\frac{dE_o}{\omega}\right)^2\sum_{i\neq j}\Phi_{ij}(\vec{\pi}_i\vec{e}_c)(\vec{\pi}_j\vec{e}_c) . \tag{I2}$$

Ориентация дипольных моментов $\vec{d}_i$ должна определяться самосогласованным образом из свойств системы: векторы поляризации $\vec{\pi}_i$ направлены так, чтобы обеспечить минимальность средней энергии (I2). Отсюда следует

$$(\vec{\pi}_i\vec{e}_c)^2 = 1 , \tag{I3}$$

то есть выстраивание диполей $\vec{d}_i$ происходит только при наличии внешнего постоянного поля $\vec{E}_o$. Переход системы мёссбауэровских ядер в такое когерентное состояние представляет собой резонансный фазовый переход (Юкалов[6]).

При возникновении когерентного состояния появляется и когерентное излучение. Средняя по периоду интенсивность излучения

$$I_\gamma = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega} I(t)\,dt = I_{inc} + I_{coh}$$

состоит из некогерентного, I_{inc}, и когерентного, I_{coh}, слагаемых:

$$I_{inc} = N\frac{2d^2\omega^4}{3c^3}\left[1+\xi\left(1-\frac{d^2H^2}{3\Gamma^2}\right)\right] - \xi N\,\frac{2\omega^4 H_i^2 d^4}{3c^3},$$

$$I_{coh} = N^2 f\,\frac{\xi^2 d^2\omega^4}{3c^3}\left(\frac{dE_o}{\omega}\right)^2 . \tag{I4}$$

Для количественной характеристики степени когерентности можно ввести фактор когерентности f_{coh} (см. Мэйтлэнд и Данн[7]). В нашем случае более удобным оказывается определить коэффициент когерентности

$$C_{coh} \equiv \frac{I_{coh}}{I_{inc}} = \frac{f_{coh}}{1-f_{coh}} \qquad \left(f_{coh} \equiv \frac{I_{coh}}{I_\gamma}\right) \tag{I5}$$

Если выполняется неравенство

$$\frac{\Gamma E_o}{\omega E} \ll 1 , \tag{I6}$$

то практически все некогерентное излучение вызывается резонансным полем, а когерентное излучение индуцируется однородным внешним полем. При этом коэффициент когерентности (I5), когда $\xi \simeq -1$, принимает вид

$$C_{coh} = \frac{3}{2}N\left(\frac{\Gamma E_o}{\omega E}\right)^2 f, \qquad \left(f \sim \frac{\lambda}{L}\right) \tag{I7}$$

и несмотря на неравенство (I6), может стать достаточно большим, так как $N \gg 1$.

Появление когерентного излучения приводит к изменению и других измеряемых величин. Рассмотрим коэффициент внутренней конверсии (Роуз[8])

$$\alpha(E_c) \equiv I_e / I_\gamma , \tag{I8}$$

в котором I_e -интенсивность испускания конверсионных электронов. При ядерном гамма-резонансе испускаются преимущественно электроны K -оболочки (Сонг, Трустер и Бенжер - Коллер[9]). Если когерентное излучение отсутствует, то (I8) совпадает с коэффициентом внутренней конверсии одиночного ядра

$$\alpha_0 \equiv \alpha(0) = I_e / I_{in} ; \qquad (I9)$$

численные значения величины (I9) для разных ядер содержатся в таблицах (Хейгер и Селцер[10]). Когда возникает когерентное излучение, коэффициент внутренней конверсии уменьшается:

$$\alpha(E_0) = \frac{\alpha_0}{1 + C_{coh}} = \alpha_0 \left(1 - f_{coh}\right) . \qquad (20)$$

Это уменьшение приводит к увеличению сечения мёссбауэровского поглощения:

$$\sigma_a(E_0) = \frac{1 + \alpha_0}{1 + \alpha(E_0)} \sigma_a(0) .$$

По тому же закону, что и $\sigma_a(E_0)$, увеличивается площадь под мёссбауэровским спектром:

$$S_a(E_0) = \frac{1 + \alpha_0}{1 + \alpha(E_0)} S_a(0) .$$

Описанные коллективные эффекты обусловлены тем, что на систему мёссбауэровских ядер, взаимодействующих через обмен гамма-квантами, наложено постоянное однородное поле. Это поле может быть как приложено извне, так и создано веществом той матрицы, в которую помещены мёссбауэровские ядра. Например, в сегнетоэлектрике ниже температуры Кюри спонтанно возникает электрическое поле, в ферромагнетике при появлении магнитного порядка на ядра действует сильное сверхтонкое поле.

Приведем оценки для мёссбауэровских ядер с переходом MI, находящихся в магнетике. Везде выше электрические поля надо заменить на соответствующие магнитные, $E \to H$, $E_0 \to H_0$. Возьмем характерную частоту мёссбауэровского перехода $\omega \sim 10^4$ эВ и ширину уровня $\Gamma \sim 10^{-8}$ эВ. Дипольный момент перехода имеет порядок магнитного момента ядра, $d \sim \mu_n \sim 10^{-12}$ эВ/Гс. Выбранной частоте отвечает длина волны $\lambda \sim a \sim 10^{-8}$ см. Поле радиоактивного источника $H \sim 10^{-4}$ Э, сверх-

тонкое поле на ядре $H_0 \sim 10^5$ Э. Из отношения $\Gamma/\omega \sim 10^{-12}$ вытекает справедливость условия (8). Неравенства (9) также выполняются, поскольку

$$\frac{k^2 d^2}{a\Gamma} \sim 10^{-3} , \quad \frac{dH}{\Gamma} \sim 10^{-8} , \quad \frac{dH_0}{\omega} \sim 10^{-11} .$$

Наконец, из оценки $\Gamma H_0 / \omega H \sim 10^{-3}$ следует, что предположение (I6) тоже верно. Оценивая коэффициент когерентности (I7), надо помнить, что в когерентном излучении принимают участие не все ядра образца, а только расположенные в нитях с радиусом порядка r_{int} (Емельянов и Юкалов[3], Юкалов[4]). В данном случае длина каждой нити определяется длиной экстинции относительно фотопоглощения. Таким образом, число ядер в каждой нити $N \sim n_M r_{int}^2 \ell_{ext} \pi$; плотность мёссбауэровских ядер $n_M \sim 10^{21}$ см$^{-3}$, длина экстинции $\ell_{ext} \sim 10^{-3}$ -10^{-1} см, радиус нити $r_{int} \sim \sqrt{\lambda \ell_{ext}} \sim 10^{-6} - 10^{-4}$ см. Отсюда получаем $N \sim 10^6 - 10^{13}$. Коэффициент когерентности $C_{coh} \sim 10^{-5} - 10^2$. Следовательно, коэффициент внутренней конверсии может уменьшиться: $\alpha(H_0) = \alpha_0 / (1 + C_{coh})$, $\alpha(H_0)/\alpha_0 \sim 10^{-2} - 1$, а сечение мёссбауэровского поглощения увеличиться в $(1 + \alpha_0)$ раз: $\sigma_a(H_0)/\sigma_a(0) \sim 1 - (1+\alpha_0)$ при $\alpha(H_0) \ll 1$. Более аккуратное вычисление для стандартного мёссбауэровского эксперимента на ядре ^{57}Fe дает $C_{coh} \cong 0,3$ и

$$\frac{\alpha_0}{\alpha(H_0)} \cong \frac{\sigma_a(H_0)}{\sigma_a(0)} \cong \frac{S_a(H_0)}{S_a(0)} \cong 1,3 .$$

Однако, как следует из приведенных оценок, подбирая соответствующим образом параметры системы, можно добиться и значительно большего усиления когерентного гамма-излучения, когда коэффициент когерентности достигает $C_{coh} \sim 10^2$.

ЛИТЕРАТУРА

I. L.Allen, Eberly J. Optical Resonance and Two-Level Atoms, Wiley, New York, 1975.
2. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. - УФН, 1980, 131, с. 653.
3. Емельянов В.И., Юкалов В.И.- Опт.спектр., 1986, 60, с. 634.
4. Юкалов В.И. ОИЯИ, Р17-87-341, Дубна, 1987.
5. Аветисян Ю.А., Зайцев А.И., Малышев В.А.- Опт. спектр., 1985, 59, с. 967.

6. Yukalov V.I. Comm.Oxford Univ., DTP 98-80, Oxford, 1980.
7. Maitland A., Dunn M. Laser Physics, North-Holland, Amsterdam, 1969.
8. Rose M.E. Internal Conversion Coefficients, North-Holland, Amsterdam, 1958.
9. Song C., Trooster J., Benczer-Koller N.- Phys.Rev., 1974, B9, p. 3854.
10. Hager R.S., Seltzer E.C.- Nucl.Data Tables, 1968, A4, p. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1988 года.

Юкалов В.И. P17-88-13
Коллективные эффекты при ядерном гамма-резонансе

Описана возможность новых коллективных эффектов для системы мёссбауэровских ядер, помещенной во внешнее однородное поле, электрическое в случае переходов E1 и магнитное для переходов M1. В присутствии такого внешнего поля, дополняющего обычное резонансное поле, взаимодействие ядер посредством обмена гамма-квантами приводит к возникновению когерентного состояния, при котором диполи переходов выстраиваются по внешнему постоянному полю. В результате появляется когерентное излучение, коэффициент внутренней конверсии уменьшается, а сечение мёссбауэровского поглощения и площадь под резонансным спектром увеличиваются.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Yukalov V.I. P17-88-13
Collective Effects under Nuclear Gamma-Resonance

A possibility is shown of new collective effects for a system of Mössbauer nuclei in an external uniform field, electric in case of E1 transitions and magnetic in case of M1 transitions. In the presence of such an external field supplementing the usual resonance field the interaction of nuclei through the exchange of gamma quanta leads to the formation of a coherent state, when transition dipoles are aligned with the external constant field. As a result coherent radiation appears, the internal conversion coefficient diminishes while the cross-section of the Mössbauer absorption and area under the resonance spectrum increase.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988