

Эффекты квантовой интерференции гамма-излучения при кроссинге-антикроссинге ядерных уровней в радиочастотном поле

Ш. Ш. Башкиров, В. Ю. Любимов, Е. А. Попов*

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

* Казанский государственный энергетический университет, 420066 Казань, Россия

Поступила в редакцию 20 июля 2006 г.

Предложен новый подход для наблюдения эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности в “гамма-оптике”. Для этих целей рассмотрено распространение резонансного гамма-кванта в магнитной среде ^{57}Fe , находящейся под действием внешнего радиочастотного (РЧ) поля. Показано, что при условиях кроссинга-антикроссинга резонансное РЧ поле существенно трансформирует гамма-оптические свойства среды, которые становятся зависимыми от его параметров. Последнее представляет возможность для когерентного контроля групповой скорости гамма-квантов и контролируемой фильтрации неполяризованного гамма-излучения в образце.

PACS: 42.50.Gy, 61.18.Fs

В последнее время повышенное внимание привлекают эффекты квантовой интерференции, которые могут возникнуть при распространении гамма-кванта в многоуровневой “гамма-оптической” среде, находящейся под действием внешнего радиочастотного (РЧ) поля. Такой интерес связан с бурным прогрессом квантовой оптики, чьи эффекты усиления без инверсии, пленения заселенностей, электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭМИП) и “замедления” света [1] могли бы иметь место в гамма-диапазоне и, следовательно, найти полезное применение для когерентного контроля гамма-оптических свойств среды. С этой точки зрения радиочастотное поле, выполняя роль управляющего поля, представляет уникальную возможность для изменения поглощения и скорости распространения высокоэнергетических гамма-квантов ($\sim 10\text{--}100\text{ КэВ}$) с помощью низкоэнергетического излучения ($\sim 0.1\text{ мэВ}$). Следует отметить, что подобный оптический подход в гамма-диапазоне был реализован Блюмом и Кистнером [2] для описания интерференции поляризационных состояний гамма-кванта в ходе его распространения в многоуровневой резонансной среде, что приводит к ядерному эффекту Фарадея.

Таким образом, руководствуясь принципами квантовой оптики, рассмотрим следующую задачу. Пусть гамма-квант, испущенный естественным радиоактивным источником, взаимодействует при условиях рассеяния вперед с ансамблем мессбауэровских ядер, имеющих разрешенную сверхтонкую структуру основного (g) и возбужденного (e) со-

стояний, и возбуждает резонансный гамма-переход между сверхтонкими подуровнями $|b\rangle^g$ и $|a\rangle^e$. Управляющее РЧ поле индуцирует ЯМР-переход между подуровнями $|a\rangle^e$ и $|c\rangle^e$ (рис.1а), что ведет к

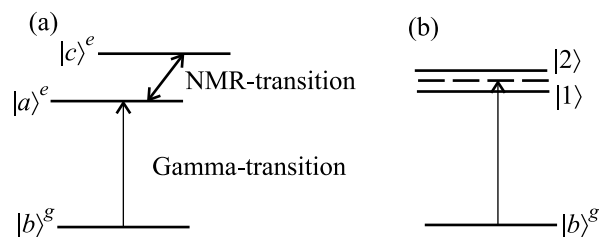


Рис.1. Трехуровневая V-схема

образованию двух “одетых” сверхтонких подуровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ возбужденного состояния ядра. В результате, распространение гамма-кванта происходит в 3-уровневой среде (рис.1b), описываемой классической V-схемой [3]. Амплитуда рассеяния вперед гамма-кванта и, следовательно, ядерный коэффициент преломления [2] гамма-оптической среды будет зависеть как от частоты и поляризации падающего гамма-излучения, так и от фазы управляющего РЧ поля. Таким образом, подбирая соответствующую схему ядерных подуровней и меняя параметры РЧ поля, можно найти условия, при которых гамма-оптическая среда становится прозрачной, а скорость распространения гамма-квантов в ней значительно уменьшится. Решению данной проблемы и посвящается наша работа.

Для описания взаимодействия пробного поля гамма-кванта с гамма-оптической средой, находящейся под действием управляющего РЧ поля, воспользуемся формализмом Максвелла-фон Неймана [4]. Без ограничения общности будем считать: гамма-оптическая среда является ансамблем мессбауэровских ядер ^{57}Fe с равновесной заселенностью ядерных уровней, который внедрен в магнитную матрицу; квадрупольное взаимодействие является аксиальносимметричным $-\hat{H}_q = \hbar\omega_q^e(\hat{I}_z^2 + \frac{1}{3}I^e(I^e + 1))$, а магнитное сверхтонкое взаимодействие – изотропным. Тогда, если внешнее постоянное магнитное поле (H_0) направлено вдоль оси Z тензора градиента электрического поля, а осциллирующее РЧ поле $H_{rf} = H_{rf}^0 \cos \Omega(t - t_1)$ вдоль оси X , в приближении вращающегося поля гамильтониан сверхтонкого взаимодействия имеет вид

$$\hat{H}_{hf} = \sum_j \hbar\omega_{hf}^j \hat{I}_z^j + \hbar\omega_{rf}^j (\hat{I}_x^j \cos \Omega(t - t_1) + \hat{I}_y^j \sin \Omega(t - t_1)) \quad (1)$$

Во вращающейся системе координат происходит существенная перестройка сверхтонкой структуры (СТС) ядерных уровней, поэтому, меняя частоту РЧ поля Ω , можно добиться пересечения и эффективного смешивания (кроссинг-антикроссинг) [3] любой из следующих трех пар сверхтонких подуровней возбужденного состояния (рис.2): $|3/2\rangle^e$ и $|1/2\rangle^e$; $|1/2\rangle^e$

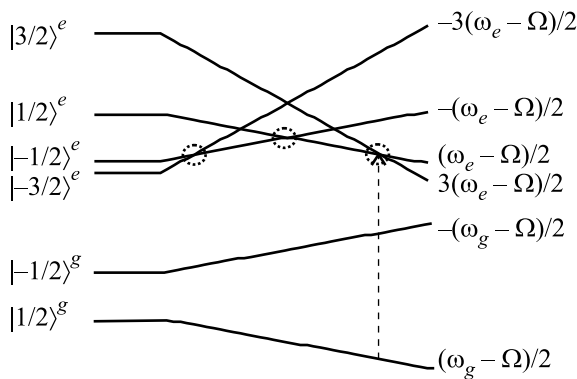


Рис.2. Схема уровней ^{57}Fe во вращающейся системе координат

и $|-1/2\rangle^e$; $|-1/2\rangle^e$ и $|-3/2\rangle^e$, которые могут выступать в качестве уровней $|a\rangle^e$, $|c\rangle^e$ (рис.1а). Так, например, при $\Omega \approx \omega_{hf}^e + 2\omega_q$ это справедливо для подуровней $|3/2\rangle^e$ и $|1/2\rangle^e$, вместо которых возникают смешанные подуровни $|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}(|3/2\rangle + x|1/2\rangle)$ и $|2\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}(-x|3/2\rangle + |1/2\rangle)$, где x – параметр смешивания, зависящий от частоты и амплитуды РЧ по-

ля. Для “оптически” тонкого образца с геометрической толщиной L ($\mu L \ll 1$, μ – коэффициент ядерного резонансного поглощения) поле (волновая функция) $|a_p\rangle$ прошедшего гамма-кванта с круговой поляризацией p является суммой волновой функции падающего кванта $|a_p^{inc}\rangle = c_p e^{-\gamma(t-t_0)}|p\rangle$ и линейной поправки $|\Delta a_p\rangle \ll |a_p^{inc}\rangle$, зависящей как от момента образования 14.413 кэВ кванта в радиоактивном источнике t_0 , так и от фазы РЧ поля $\Phi = \Omega(t - t_1)$, которые входят в $|\Delta a_p\rangle$ в факторизованном виде. Последнее свойство позволяет легко выделить и исследовать зависимость от Φ вероятности прохождения гамма-кванта через образец, проведя ее усреднение по t_0 . Экспериментально такой подход можно реализовать на основе методики синфазного детектирования [5], когда естественный радиоактивный источник испускает гамма-кванты в режиме постоянной скорости (постоянной отстройки от резонанса Δ_γ), а их детектирование и накопление происходит в каналах, определяемых значениями фазы РЧ поля независимо от того, в какой момент времени каждый гамма-квант образовался в источнике. Если источник испускает неполяризованное гамма-излучение, то вероятность прохождения гамма-кванта через образец равна

$$\langle\langle P_\gamma(L, \Phi, \Delta_\gamma, t_0) \rangle\rangle_{t_0} = 1 + L \sum_p \text{Im } b_{pp}, \quad (2)$$

где амплитуда рассеяния вперед $b_{pp'}$ определяется выражением

$$b_{pp'} = \frac{3}{4}\mu \sum U_{ee'}^e U_{ee''}^e D_{Mp}^{(1)*}(\theta, \phi) D_{M'p'}^{(1)}(\theta, \phi) \times \frac{e^{i(M-M')\Phi}}{\Delta_\gamma + \omega_{eg} + \Omega M' + i(\Gamma + \gamma)/2}. \quad (3)$$

Здесь U – унитарная матрица преобразования сверхтонких подуровней в “одетые”; D – матрица вращения, $C(\cdot)$ – коэффициенты Клебша–Гордона; γ , Γ – ширины линий испускания радиоактивного источника и поглощения, соответственно. Этот результат можно интерпретировать с “оптической” точки зрения следующим образом. Согласно Блюму и Кистнеру [2], волновую функцию $|A_p\rangle$ гамма-кванта с частотой ω_γ и круговой поляризацией p , прошедшего через гамма-оптическую среду толщиной L , можно представить в виде

$$|A_p\rangle = e^{i\omega_\gamma t} \sum_{p'} (e^{-ik\hat{n}L})_{cp'} |p\rangle. \quad (4)$$

Здесь \hat{n} – оператор показателя преломления, чьи матричные элементы равны

$$n_{pp'} = \delta_{pp'} + \chi_{pp'}. \quad (5)$$

Диагональные элементы матрицы $n_{pp'}$ являются коэффициентами преломления для лево- и правополяризованных компонент гамма-излучения, а недиагональные элементы определяют смешивание поляризационных компонент в образце.

Подстановка (5) в (4) приводит к выражению $|A_p\rangle = e^{i(\omega_{\gamma}t - kL)}|a_p\rangle$, где $|a_p\rangle = \sum_{p'} (e^{-ik\chi L})_{pp'} c_{p'}|p\rangle$, причем, в “оптически” тонком образце ($k\chi_{pp'}L \ll 1$) волновая функция $|a_p\rangle$ значительно упрощается: $|a_p\rangle = \sum_{p'} (\delta_{pp'} - ikL\chi_{pp'}) c_{p'}|p\rangle$. Вероятность прохождения гамма-кванта через образец вычисляется обычным способом по формуле $P_{\gamma} = \sum_p \langle a_p|a_p\rangle$ и с точностью до членов первого порядка по $kL\chi_{pp'}$ равна

$$P_{\gamma} = 1 - ikL \sum_{pp''} (\delta_{pp'} \chi_{pp''} - \delta_{pp''} \chi_{pp'}^*) c_p^* c_{p''}. \quad (6)$$

Если на образец падает неполяризованный поток гамма-квантов, то

$$\langle P_{\gamma} \rangle_p = 1 + kL \operatorname{Im} \sum_p \chi_{pp}. \quad (7)$$

Из выражений (2) и (7) следует, что $n_{pp} = 1 + b_{pp}/k$, поэтому реальная часть b_{pp} определяет дисперсию, а мнимая часть – поглощение гамма-кванта с поляризацией p в “оптической” среде.

Рассмотрим свойства показателя преломления n_{pp} при условии, что частота РЧ поля Ω равна частоте ЯМР перехода $|3/2\rangle^e \leftrightarrow |1/2\rangle^e$ ($x = 1$). Как следует из (3), РЧ поле никак не влияет на распространение в среде резонансного гамма-кванта с любой круговой поляризацией p , если он возбуждает один из трех ядерных переходов: $|-1/2\rangle^g \leftrightarrow |-3/2\rangle^e$, $|-1/2\rangle^g \leftrightarrow \leftrightarrow |-1/2\rangle^e$, $|1/2\rangle^g \leftrightarrow |-1/2\rangle^e$. То есть реализуется стандартная ситуация для двухуровневой гамма-оптической среды – минимум дисперсии ($\operatorname{Re} b_{pp} = 0$), максимум ее производной ($\partial \operatorname{Re} b_{pp} / \partial \Delta_{\gamma}$) и максимум поглощения ($\operatorname{Im} b_{pp}$) при условиях точного резонанса для пробного поля гамма-кванта (рис.3). Другое дело, когда резонансным образом возбуждается один из трех ядерных переходов: $|1/2\rangle^g \leftrightarrow |3/2\rangle^e$, $|1/2\rangle^g \leftrightarrow |1/2\rangle^e$, $|-1/2\rangle^g \leftrightarrow |1/2\rangle^e$. В этом случае гамма-квант с поляризацией p распространяется в трехуровневой гамма-оптической среде, чей показатель преломления n_{pp} зависит от параметров управляющего РЧ поля. Таким образом, меняя частоту Раби ω_{rf}^e и фазу Φ РЧ поля, можно найти условия для реализации ЭМИП – минимум дисперсии ($\operatorname{Re} b_{pp} = 0$), максимум ее производной ($\partial \operatorname{Re} b_{pp} / \partial \Delta_{\gamma}$) и минимум поглощения ($\operatorname{Im} b_{pp} = 0$) при условиях точного резонанса для пробного поля гамма-кванта.

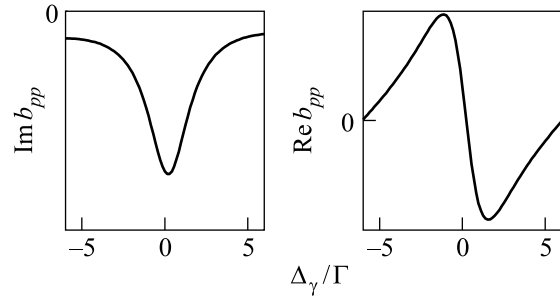


Рис.3. Реальная и мнимая части коэффициента преломления для двухуровневой “гамма-оптической” среды

Пусть, для определенности, резонансный гамма-квант распространяется в направлении, задаваемом сферическими углами $\theta = \pi/2$, $\phi = \pi/2$ относительно оси квантования ядерного углового момента, которая совпадает с осью Z тензора ГЭП, и возбуждает ядерный переход $|1/2\rangle^g \leftrightarrow |3/2\rangle^e$. Если $\Gamma = \gamma$, то из (3) нетрудно показать, что при условиях $\Phi = 0$, $\omega_{rf}^e = \frac{4}{3}\Gamma$ гамма-оптическая среда становится прозрачной для гамма-квантов с правой круговой поляризацией ($p = 1$) (рис.4) и максимально поглощаю-

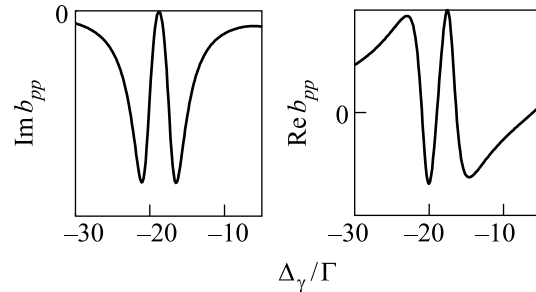


Рис.4. Реальная и мнимая части коэффициента преломления для трехуровневой “гамма-оптической” среды в режиме ЭМИП

щей для гамма-квантов с левой круговой поляризацией ($\operatorname{Im} b_{-1-1} = -3\mu/14\Gamma$). При этом скорость переноса энергии (групповая скорость) гамма-квантов с правой круговой поляризацией становится минимальной:

$$v_{gr}^{(1)} = 28\Gamma^2/3\mu. \quad (8)$$

При условиях $\Phi = \pi$, $\omega_{rf}^e = \frac{4}{3}\Gamma$ ситуация меняется на зеркально противоположную. Режим ЭМИП реализуется для гамма-квантов с левой круговой поляризацией, в то время как максимальное поглощение имеет место для гамма-квантов с правой круговой поляризацией.

Чтобы выйти из режима ЭМИП и сделать максимальной скорость переноса энергии, нужно изменить фазу РЧ поля Φ , либо частоту Раби ω_{rf} (рис.5).

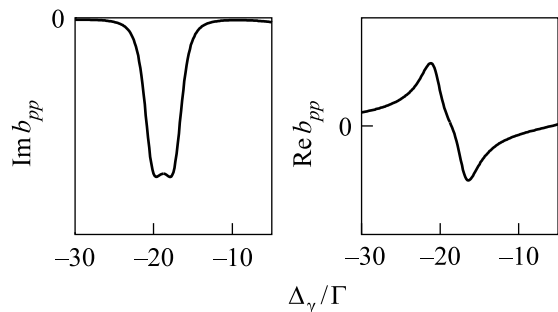


Рис.5. Реальная и мнимая части коэффициента преломления для трехуровневой “гамма-оптической” среды при выходе из режима ЭМИП

Например, для гамма-квантов с правой (левой) круговой поляризацией групповая скорость $v_{gr}^{(1)}$ ($v_{gr}^{(-1)}$) становится равной скорости света c либо при условиях

$$\omega_{rf}^e = \frac{4}{3}\Gamma, \quad \Phi = \arccos\left(-\frac{1}{6}\right) \quad \left(\Phi = \arccos\left(\frac{1}{6}\right)\right),$$

либо при условиях

$$\omega_{rf}^e = \left(-1 + \sqrt{\frac{7}{3}}\right)\Gamma, \quad \Phi = 0 \quad (\Phi = \pi).$$

Таким образом, нами предложен новый подход для получения условий ЭМИП и “замедления” гамма-квантов в трехуровневой гамма-оптической среде. Его характерные особенности вытекают из того, что классические условия для ЭМИП невозможно реализовать в гамма-оптике, поскольку сверхтонкий подуровень $|c\rangle^e$ не является метастабильным, а имеет то же самое время жизни, что и сверхтонкий подуровень $|a\rangle^e$ (см. рис.1). Поэтому на первый план

выступает зависимость наведенной когерентности в системе уровней $|a\rangle^e$, $|c\rangle^e$ и, следовательно, амплитуды рассеяния гамма-кванта вперед в системе уровней $|a\rangle^e$, $|b\rangle^g$ от частоты Раби и фазы РЧ поля, что является решающим фактором при достижении режима ЭМИП. Если естественный радиоактивный источник испускает неполяризованное излучение или излучение с одной круговой поляризацией, то при распространении гамма-кванта в “оптически” тонкой трехуровневой среде его поляризационное состояние не меняется. В этих случаях условия для ЭМИП будут наиболее простыми, так как не зависят от эффектов интерференции поляризационных состояний гамма-кванта. Поэтому замедление и ускорение гамма-кванта в гамма-оптической среде определяется лишь изменением параметров РЧ поля, что можно использовать, например, для контролируемой фильтрации неполяризованного излучения. С увеличением оптической плотности среды эффекты многократного рассеяния вперед и сопутствующие им эффекты интерференции поляризационных состояний приведут к новым условиям для ЭМИП и гораздо большему замедлению гамма-кванта, что является предметом следующей нашей работы.

В заключение авторы считают своей приятной обязанностью выразить признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку этой работы в рамках гранта # 05-02-16567.

1. A. Imamoglu and M. Fleishauer, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
2. M. Blume and O. C. Kistner, Phys. Rev. **171**, 417 (1968).
3. Marlan O. Scully and M. Suhail Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, 1997.
4. E. A. Popov, J. Phys.: Condensed Matter **8**, 5483 (1996).
5. G. P. Perlow, Phys. Rev. Lett. **40**, 896 (1978).