

УДК 535-36+535.338.334+535.338.32

СЖАТИЕ ВОЛНОВОЙ ФОРМЫ ГАММА-ФОТОНА В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОМ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МЁССБАУЭРОВСКОМ ПОГЛОТИТЕЛЕ

В. А. Антонов^{1,2}, И. Р. Хайруллин³, Е. В. Радионьчев¹, О. А. Кочаровская⁴*

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва;

³ Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

⁴ Texas A&M University, College Station, Texas, USA

Исследованы возможности метода управления спектрально-временными характеристиками мёссбауэровского гамма-фотона, основанного на резонансном взаимодействии электромагнитного поля одиночного фотона с осциллирующим ядерным поглотителем. Показано, что обогащение поглотителя резонансным нуклидом и увеличение его оптической плотности позволяют существенно увеличить пиковую вероятность детектирования фотона за поглотителем, а также улучшить форму получаемых импульсов. Приведены оценки для гамма-излучения мёссбауэровского нуклида ^{57}Co с энергией фотонов 14,4 кэВ и временем жизни возбуждённого состояния 141 нс, взаимодействующего с осциллирующим резонансным поглотителем, обогащённым ядрами ^{57}Fe , и показана возможность сжатия волновой формы падающего фотона в последовательность импульсов с длительностью 10 нс и пиковой интенсивностью, двукратно превышающей интенсивность в отсутствие поглотителя.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования в коротковолновом диапазоне электромагнитного спектра — жёстком рентгеновском и мягком гамма-диапазонах — составляют актуальную и динамично развивающуюся область современной физики. Помимо глубокого фундаментального значения, результаты данных исследований находят множество применений в материаловедении, химии, биологии, медицине, археологии, современных технологиях (например, литографии). В частности, экстремально малые длины волн гамма- и рентгеновских фотонов позволяют исследовать структуру вещества на атомном и субатомном масштабах. Беспрецедентная монохроматичность спонтанного гамма-излучения мёссбауэровских радиоактивных изотопов (излучение ядра ^{57}Co с энергией фотонов 14,4 кэВ имеет спектральную ширину 1 МГц, что составляет $3 \cdot 10^{-12}$ от несущей частоты) используется для высокоточных измерений локальных электрических и магнитных полей, энергетической структуры и сверхтонких взаимодействий в твёрдых телах и на их поверхности, в химических и биологических объектах. Короткие импульсы рентгеновского синхротронного излучения используются для исследования процессов дифракции с высоким временным разрешением в целях наблюдения в реальном времени за структурными фазовыми переходами, движением сложных молекул и химическими реакциями.

В последние годы рост интереса к данным исследованиям обусловлен переносом концепций когерентной и квантовой оптики в высокочастотную область электромагнитного спектра. Среди экспериментальных достижений в данном направлении следует упомянуть реализацию параметрического распада фотона в ланжевенновском режиме [1], электромагнитно-индуцированной прозрачности в резонаторе [2], коллективного лэмбовского сдвига [3], а также возбуждение атомной

* antonov@appl.sci-nnov.ru

когерентности посредством электромагнитного вакуума [4] и переизлучение одиночного фотона последовательностью ядерных поглотителей [5]. Кроме того, теоретически показана возможность когерентного хранения одиночного рентгеновского фотона [6], а также контролируемого переноса населённости между ядерными состояниями [7]. Обзор перечисленных и некоторых других работ в этой области дан в статье [8].

Недавно была теоретически и экспериментально показана возможность управления спектрально-временными характеристиками мёссбауэровских гамма-фотонов в результате их резонансного взаимодействия с осциллирующим ядерным поглотителем [9]. В частности, была установлена возможность преобразования волновой формы (временной зависимости вероятности детектирования) одиночного гамма-фотона в последовательность импульсов с длительностью, много меньшей времени жизни возбуждённого состояния излучающего ядра. Кроме того, было продемонстрировано разделение волновой формы фотона на два импульса [9], соответствующее формированию временного кубита [10]. Данные результаты открывают перспективы лабораторной реализации экспериментов по резонансной ядерной спектроскопии с наносекундным временным разрешением, а также создания алгоритмов хранения и обработки квантовой информации в рентгеновском и гамма-диапазонах. Однако условия эксперимента [9] не являлись оптимальными: в качестве резонансного поглотителя использовалась фольга из нержавеющей стали с естественной концентрацией резонансного изотопа ^{57}Fe 2,2 %, что обуславливало значительные нерезонансные потери гамма-излучения при распространении в образце (декремент нерезонансного поглощения $T_e = 1,3$) при его относительно небольшой резонансной оптической толщине $T_a = 5,2$.

В данной работе исследуются возможности улучшения спектрально-временных характеристик гамма-фотонов, преобразованных в осциллирующем поглотителе [9], с использованием поглотителя, полностью обогащённого резонансным нуклидом ^{57}Fe , с оптической толщиной до 100 включительно. В поглотителе с такой оптической толщиной становятся существенными влияние дисперсии ядерного перехода на нерезонансные спектральные компоненты поля фотона [11], а также динамические биения — изменение волновой формы фотона вследствие спектрально-селективного воздействия покоящегося резонансного поглотителя на различные компоненты спектра падающего фотона [12]. Исследованию возможностей использования указанных эффектов для управления волновой формой мёссбауэровского фотона в осциллирующем поглотителе (а также налагаемых ими ограничений) и посвящена данная статья.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим преобразование поля мёссбауэровского гамма-фотона в резонансном поглотителе, ядра которого совершают синфазные колебания вдоль направления распространения излучения (см. статьи [9, 12–14] и цитируемые в них работы). Координаты ядер в лабораторной системе отсчёта (z_1) и в системе отсчёта поглотителя (z_n) связаны соотношением

$$z_1 = z_n + R \sin(\Omega t + \vartheta_0), \quad (1)$$

где ось z ориентирована вдоль направления распространения гамма-излучения, t — время, R — амплитуда колебаний поглотителя, $\Omega/(2\pi)$ — частота колебаний, ϑ_0 — начальная фаза колебаний. В равенстве (1) предполагается малость толщины поглотителя L по сравнению с длиной звуковой волны частоты $\Omega/(2\pi)$, а именно $L \ll 2\pi V_{\text{sound}}/\Omega$, где V_{sound} — скорость звука в материале поглотителя.

Для поля гамма-фотона в области поглотителя используем приближение плоской волны. Непосредственно перед поглотителем напряжённость электрического поля фотона имеет вид [15]

$$E_{\text{inc}}(z_1, t) = E_0 \theta(\xi_1 - \xi_0) \exp[-(i\omega_s + \Gamma_s/2)(\xi_1 - \xi_0) + i\phi_0] + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция Хевисайда, $\theta(x \geq 0) = 1$, $\theta(x < 0) = 0$; $\xi_1 = t - z_1/c$ — локальное время в лабораторной системе отсчёта, $\xi_0 = t_0 - z_0/c$, t_0 и z_0 — момент формирования возбуждённого состояния и координата излучающего ядра соответственно, c — скорость света в вакууме, $\omega_s/(2\pi)$ — центральная частота источника, Γ_s^{-1} — время жизни возбуждённого состояния излучающего ядра, ϕ_0 — случайная начальная фаза, к. с. обозначает комплексно-сопряжённую часть.

Переход из лабораторной системы отсчёта в систему отсчёта, сопровождающую вибрирующие ядра поглотителя, осуществляется подстановкой выражения (1) в равенство (2). Скорость течения времени в лабораторной и сопровождающей системах отсчёта совпадает в силу малости отношения скорости вибрации к скорости света ($R\Omega/c \ll 1$).

В сопровождающей системе отсчёта напряжённость поля гамма-фотона непосредственно перед поглотителем имеет вид

$$E_{\text{inc}}(z_n, t) = E_0 \theta \{t - t_0 - [z_n + R \sin(\Omega t + \vartheta_0) - z_0]/c\} \times \exp\{-i(\omega_s + \Gamma_s/2)\{t - t_0 - [z_n + R \sin(\Omega t + \vartheta_0) - z_0]/c\} + i\phi_0\} + \text{к. с.} \quad (3)$$

Пренебрегая модуляцией затухания по сравнению с модуляцией частоты, что оправдано для мессбауэровского излучения, т. к. $\omega_s \gg \Gamma_s/2$, находим

$$E_{\text{inc}}(z_n, t) = E_0 \theta(\xi_n - \xi_0) \exp[ikR \sin(\Omega t + \vartheta_0)] \exp[-i(\omega_s + \Gamma_s/2)(\xi_n - \xi_0) + i\phi_0] + \text{к. с.}, \quad (4)$$

где $k = \omega_s/c$ — волновое число гамма-излучения в вакууме, а $\xi_n = t - z_n/c$ — локальное время в сопровождающей системе отсчёта. Далее используем свойство функций Бесселя I рода [16]

$$\exp[ikR \sin(\Omega t + \vartheta_0)] = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(kR) \exp[im(\Omega t + \vartheta_0)]$$

и учтём, что при выполнении условия $\Delta z \ll 2\pi c/(N_{\text{max}}\Omega)$, где Δz — характерный масштаб вдоль оси z , а $N_{\text{max}} \approx 2kR + 1$ — число спектральных компонент поля (4) с существенно ненулевой амплитудой, выражение (4) примет вид

$$E_{\text{inc}}(\xi_n) = E_0 \theta(\xi_n - \xi_0) \exp(i\phi_0) \exp[-\Gamma_s(\xi_n - \xi_0)/2] \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \{J_m(kR) \exp[im(\Omega\xi_0 + \vartheta_0)] \exp[-i(\omega_s - m\Omega)(\xi_n - \xi_0)]\} + \text{к. с.} \quad (5)$$

Для расстояний $\Delta z \leq L$, где толщина поглотителя L ограничена условием $L \ll 2\pi V_{\text{sound}}/\Omega$, более жёстким по сравнению с условием $\Delta z \ll 2\pi c/(N_{\text{max}}\Omega)$, т. к. $V_{\text{sound}} \ll c/N_{\text{max}}$, формулы (4) и (5) эквивалентны.

Перейдём к спектрально-временному представлению:

$$E_{\text{inc}}(\xi_n) = \exp[-i\omega_s(\xi_n - \xi_0) + i\phi_0] \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \{ \exp[im(\Omega\xi_n + \vartheta_0)] \int_{-\infty}^{+\infty} E_m^i(\omega) \exp(-i\omega\xi_n) d\omega \} + \text{к. с.}, \quad (6a)$$

где

$$E_m^i(\omega) = \frac{E_0}{2\pi} J_m(kR) \frac{\exp(i\omega\xi_0)}{\Gamma_s/2 - i\omega}. \quad (6b)$$

В двухуровневом приближении состояние резонансных ядер поглотителя в условиях эффекта Мёссбауэра описывается матрицей плотности, недиагональный элемент которой удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\rho_{2,1}}{dt} + i(\omega_a - i\gamma_a)\rho_{2,1} = \frac{i}{\hbar} n_{1,2} d_{2,1} E, \quad (7)$$

где $\omega_a/(2\pi)$ — резонансная частота поглотителя, γ_a^{-1} — время релаксации недиагонального элемента матрицы плотности, $n_{1,2} = \rho_{1,1} - \rho_{2,2}$ — разность населённостей ядерных уровней резонансного перехода, $d_{2,1}$ — недиагональный элемент дипольного момента перехода, \hbar — постоянная Планка, а $E = E(\xi'_n, z_n)$ — электрическое поле фотона в поглотителе,

$$E(\xi'_n, z_n) = \exp[-i\omega_s(\xi'_n - \xi'_0) + i\phi_0] \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \{ \exp[im(\Omega\xi'_n + \vartheta_0)] \int_{-\infty}^{+\infty} E_m(\omega, z_n) \exp(-i\omega\xi'_n) d\omega \} + \text{к. с.}, \tag{8}$$

где $\xi'_n = t - z_n/c'$, $\xi'_0 = t_0 - z_0/c'$, $c' = c/\sqrt{\varepsilon}$ — скорость света в материале поглотителя, а $\varepsilon \approx 1$ — его нерезонансная диэлектрическая проницаемость. При взаимодействии с одиночными фотонами изменение разности населённостей ядерных состояний пренебрежимо мало, что соответствует условию $n_{1,2} = n_{1,2}^{(0)}$, где $n_{1,2}^{(0)}$ — разность населённостей нижнего и верхнего энергетических уровней резонансного перехода в термодинамическом равновесии.

Поле фотона наводит в поглотителе резонансную поляризацию

$$P = f_a N d_{1,2} \rho_{2,1} + \text{к. с.}, \tag{9}$$

где f_a — фактор Мёссбауэра–Лэмба (вероятность взаимодействия фотонов с ядрами поглотителя без отдачи), а N — концентрация резонансных ядер. Используя выражения (7)–(9), находим

$$P(\xi'_n, z_n) = \exp[-i\omega_s(\xi'_n - \xi'_0) + i\phi_0] \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \{ \exp[im(\Omega\xi'_n + \vartheta_0)] \int_{-\infty}^{+\infty} P_m(\omega, z_n) \exp(-i\omega\xi'_n) d\omega \} + \text{к. с.}, \tag{10a}$$

где

$$P_m(\omega, z_n) = \frac{n_{1,2}^{(0)} f_a N |d_{2,1}|^2}{\hbar(\omega_a - \omega_s + m\Omega - \omega - i\gamma_a)} E_m(\omega, z_n). \tag{10б}$$

При выводе формул (10a) и (10б) использовано резонансное приближение $\omega_a + \omega \gg |\omega_a - \omega|$, а также не учитываются пространственная дисперсия системы ядер в поглотителе и сверхтонкое расщепление резонансного перехода. Это оправдано тем, что мы рассматриваем рассеяние в направлении распространения падающего излучения [11, 15, 17], а также тем, что у ряда веществ, таких как обогащённая ядрами ^{57}Fe нержавеющей сталь или $^{57}\text{FeRh}$, сверхтонкое расщепление мёссбауэровских переходов отсутствует.

В приближении плоской волны волновое уравнение для электрического поля фотона в поглотителе имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z_n^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{2\delta_e}{c'} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{\varepsilon c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \tag{11}$$

где δ_e^{-1} — показатель нерезонансного поглощения (вследствие фотоэффекта). Подставляя выражения (8), (10a) и (10б) в уравнение (11), в приближении медленно меняющихся амплитуд получим

$$\frac{\partial E_m(\omega, z_n)}{\partial z_n} + \left(\delta_e + \frac{2\pi n_{1,2} f_a N |d_{2,1}|^2}{\sqrt{\varepsilon} \hbar [\gamma_a + i(\omega_a - \omega_s + m\Omega - \omega)]} \frac{\omega}{c} \right) E_m(\omega, z_n) = 0, \tag{12a}$$

$$E_m(\omega, z_n) = E_m^i(\omega) \exp(-\delta_e z_n) \exp[-g_m(\omega) z_n], \tag{12б}$$

где $g_m(\omega)$ — комплексные коэффициенты резонансного поглощения:

$$g_m(\omega) = \frac{2\pi n_{1,2} f_a N |d_{2,1}|^2}{\sqrt{\varepsilon} \hbar [\gamma_a + i(\omega_a - \omega_s + m\Omega - \omega)]} \frac{\omega}{c}. \tag{13}$$

В силу линейности взаимодействия различные спектральные компоненты поля фотона (8) преобразуются независимо, при этом каждая спектральная компонента обладает своим декрементом затухания вследствие спектральной селективности резонансного взаимодействия.

Представляя поле фотона за поглотителем формулой

$$E_{\text{out}}(\xi_n) = \exp[-i\omega_s(\xi_n - \xi_0) + i\phi_0] \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left\{ \exp[im(\Omega\xi_n + \vartheta_0)] \int_{-\infty}^{+\infty} E_m^t(\omega) \exp(-i\omega\xi_n) d\omega \right\} + \text{к. с.}, \quad (14a)$$

получим решение для коэффициентов $E_m^t(\omega)$ в виде

$$E_m^t(\omega) = \exp(i\Delta\phi_0) \exp(-\delta_e L) \exp[-g_m(\omega)L] E_m^i(\omega), \quad (14б)$$

где $\Delta\phi_0 \approx \omega_s(\sqrt{\varepsilon} - 1)L/c$. Используя значение $E_m^i(\omega)$, определённое равенством (6б), получим

$$E_m^t(\omega) = \frac{E_0}{2\pi} \exp(i\Delta\phi_0) \exp(-T_e/2) J_m(kR) \exp\left[-\frac{\gamma_a T_a/2}{\gamma_a + i(\omega_a - \omega_s + m\Omega - \omega)}\right] \frac{\exp(i\omega\xi_0)}{\Gamma_s/2 - i\omega}, \quad (14в)$$

где

$$T_a = \frac{4\pi n_{1,2} f_a N |d_{2,1}|^2 \omega_a}{\sqrt{\varepsilon} \hbar \gamma_a} \frac{\omega_a}{c} L$$

— мёсбауэровская (резонансная оптическая) толщина поглотителя, а $T_e = 2\delta_e L$ — коэффициент нерезонансного электронного поглощения.

Переход в лабораторную систему отсчёта осуществляется подстановкой (1) и приводит к выражению

$$E_{\text{out}}(\xi_1) = \exp[-i\omega_s(\xi_1 - \xi_0) + i\phi_0] \exp[-ikR \sin(\Omega t + \vartheta_0)] \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left\{ \exp[im(\Omega\xi_1 + \vartheta_0)] \int_{-\infty}^{+\infty} E_m^t(\omega) \exp(-i\omega\xi_1) d\omega \right\} + \text{к. с.}, \quad (15)$$

которое получается умножением формулы (14а) на $\exp[-ikR \sin(\Omega t + \vartheta_0)]$ и заменой ξ_n на ξ_1 .

В дальнейшем мы будем интересоваться волновой формой фотона — временной зависимостью вероятности детектирования фотона, или, что то же, интенсивностью поля фотона за поглотителем. Интенсивность поля на выходе поглотителя пропорциональна квадрату напряжённости поля за поглотителем, усреднённого по периоду $2\pi/\omega$ высокочастотного заполнения: $I = [c/(4\pi)] \overline{E^2}$. Используя выражения (14в) и (15), получим

$$I_{\text{out}}(\xi_1) = I_0 \exp(-T_e) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_n(kR) J_m(kR) \exp[i(n-m)(\Omega\xi_1 + \vartheta_0)] \times \\ \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{\gamma_a T_a/2}{\gamma_a + i(\Delta\omega_n - \omega_1)}\right] \frac{\exp[-i\omega_1(\xi_1 - \xi_0)]}{\Gamma_s/2 - i\omega_1} d\omega_1 \times \\ \times \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{\gamma_a T_a/2}{\gamma_a - i(\Delta\omega_m - \omega_2)}\right] \frac{\exp[i\omega_2(\xi_1 - \xi_0)]}{\Gamma_s/2 + i\omega_2} d\omega_2, \quad (16)$$

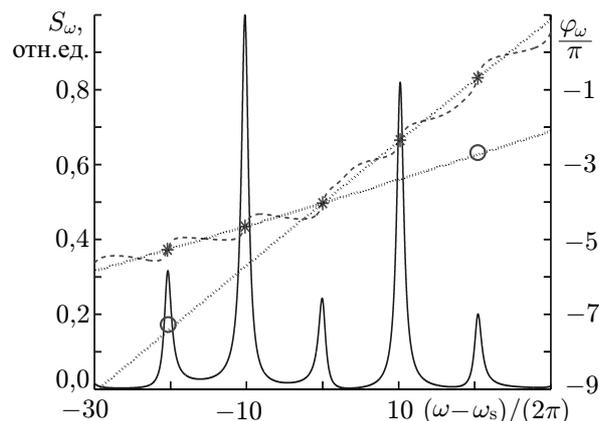
где $I_0 = cE_0^2/(2\pi)$ — интенсивность падающего гамма-излучения и $\Delta\omega_n \equiv \omega_a - \omega_s + n\Omega$.

Волновая форма преобразованного фотона определяется совокупностью параметров, характеризующих его взаимодействие с резонансным ядерным переходом и электронами поглотителя. Так, индекс модуляции kR (нормированная амплитуда колебаний поглотителя) определяет число спектральных компонент поля падающего фотона в осциллирующей системе отсчёта (4), а также относительные амплитуды и начальные фазы этих компонент. Частота колебаний поглотителя, нормированная на ширину линии источника Ω/Γ_s , определяет степень перекрытия спектральных компонент поля фотона в системе отсчёта колеблющегося поглотителя (при $\Omega \gg \gg \Gamma_s$ спектр падающего поля является квазидискретным, тогда как при $\Omega < \Gamma_s$ отдельные компоненты сливаются и спектр становится непрерывным). Распространение поля фотона в поглотителе приводит к изменению относительных амплитуд и начальных фаз его спектральных компонент, в разной степени подверженных влиянию резонансного поглощения и резонансной дисперсии. В результате частотная модуляция поля падающего фотона частично или полностью преобразуется в амплитудную модуляцию, и волновая форма фотона, изначально являющаяся экспоненциально спадающей функцией времени $I_{\text{inc}}(\xi_1) = I_0 \exp[-\Gamma_s(\xi_1 - \xi_0)]$, за поглотителем приобретает «вибрационную модуляцию» в виде последовательности максимумов и минимумов, чередующихся с частотой колебаний поглотителя. При этом положение «вибрационных» максимумов (и минимумов) относительно исходной волновой формы фотона (т.е. в зависимости от $\xi_1 - \xi_0$) определяется начальной фазой колебаний поглотителя ϑ_0 (т.е. фазой колебаний при $\xi_1 - \xi_0 = 0$). Помимо «вибрационной модуляции», при распространении в оптически плотном поглотителе ($T_a > 1$) волновая форма фотона изменяется вследствие эффекта динамических биений [11, 15], обусловленного спектрально-селективным воздействием резонансного поглощения и резонансной дисперсии на частотные составляющие каждой отдельной (квазимонохроматической) спектральной компоненты поля. Характер и амплитуда динамических биений, как и «вибрационной модуляции», определяются значениями оптической (мёссбауэровской) толщины поглотителя T_a и отстройки центральной частоты источника от резонанса с переходом поглотителя $\omega_s - \omega_a$. В эксперименте величина отстройки $\omega_s - \omega_a$ контролируется с использованием эффекта Доплера путём смещения источника относительно поглотителя с постоянной скоростью (в частности, движение источника ^{57}Co относительно поглотителя ^{57}Fe со скоростью около 0,1 мм/с обеспечивает отстройку частот на ширину спектральной линии излучения $\omega_s - \omega_a \approx \Gamma_s$). Вместе величины T_a , $\omega_s - \omega_a$ и Ω определяют степень резонансного воздействия ядер поглотителя на каждую из спектральных компонент поля падающего фотона. Кроме того, мёссбауэровская толщина поглотителя T_a косвенно определяет степень нерезонансного электронного поглощения поля фотона, т.к. при фиксированной концентрации резонансных ядер $T_e \sim T_a \sim L$. В частности, для нержавеющей стали с естественным (2,2 %) содержанием изотопа ^{57}Fe имеет место равенство $T_e \approx T_a/4$, тогда как при 100-процентном обогащении изотопом ^{57}Fe имеем $T_e \approx T_a/180$ [12].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Исследуем возможности максимизации пиковой вероятности детектирования фотона в процессе взаимодействия с осциллирующим резонансным поглотителем. Как было показано в работе [9], сжатие волновой формы фотона во времени, сопровождающееся увеличением пиковой вероятности детектирования, достигается в условиях высокочастотной модуляции ($\Omega \gg \Gamma_s$) при индексе модуляции $kR = 1,84$, соответствующем максимуму функции Бесселя первого порядка $J_1(kR)$. При этом спектр поля падающего фотона в осциллирующей системе отсчёта является квазидискретным, а начальные фазы спектральных компонент с существенно ненулевой амплитудой линейно упорядочены вдоль двух прямых, углы наклона которых определяются начальной фазой колебаний поглотителя (см. рис. 1). А именно, фазы спектральных компонент упорядоче-

Рис. 1. Спектр поля падающего фотона в системе отсчёта осциллирующего поглотителя. Сплошная жирная кривая соответствует спектральной плотности мощности S_ω . Штриховая линия отвечает начальной фазе, нормированной на π . Звёздочками отмечены начальные фазы на центральных частотах спектральных компонент: $\omega - \omega_s = n\Omega$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Пунктирные линии проходят через центральные фазы 0-й, 1-й и 2-й, а также (-2)-й, (-1)-й и 0-й компонент. Кружками показаны начальные фазы на центральных частотах 2-й и (-2)-й компонент, смещённые на -2π . Начальная фаза колебаний поглотителя имеет оптимальное (для частоты колебаний $\Omega/(2\pi) = 10,2$ МГц) значение $\nu_0 = 1,35\pi$, см. рис. 2, 3 и текст статьи



ны вдоль прямой с меньшим углом наклона, за исключением (+1)-й компоненты, и вдоль прямой с большим углом наклона, за исключением (-1)-й компоненты (см. рис. 1; некоторое отклонение от линейной зависимости обусловлено перекрытием спектров соседних компонент и уменьшается при увеличении частоты колебаний поглотителя). Соответственно, удаление (+1)-й или (-1)-й компоненты спектра поля падающего фотона путём её настройки в резонанс с переходом поглотителя ($\omega_s - \omega_a = \mp\Omega$) позволяет получить за поглотителем спектр синфазных компонент и преобразовать волновую форму фотона в последовательность импульсов. Переход от удаления (+1)-й компоненты к удалению (-1)-й компоненты спектра приводит к смещению положения импульсов относительно фронта волновой формы фотона на $1/2$ периода колебаний. Как обсуждалось в работе [9], несмотря на уменьшение средней по времени вероятности детектирования фотона вследствие как резонансного, так и нерезонансного поглощения ядрами и электронами поглотителя, конструктивная интерференция сгенерированных в образце спектральных компонент позволяет получить пиковую вероятность детектирования фотона, превышающую вероятность детектирования в отсутствие поглотителя. Тем не менее, в цитируемой работе [9] выигрыш в вероятности детектирования не наблюдался по причине использования поглотителя с низкой (естественной, 2,2 %) концентрацией резонансного ядерного изотопа ^{57}Fe , обуславливающей значительные нерезонансные потери (декремент нерезонансного поглощения $T_e = 1,3$) при относительно небольшой и, как показано в данной статье, неоптимальной резонансной оптической толщине образца $T_a = 5,2$. Кроме того, в работе [9] начальная фаза колебаний поглотителя ν_0 также не была оптимальной.

В настоящей работе исследуются возможности увеличения пиковой вероятности детектирования фотона или, что то же, пиковой интенсивности формируемых импульсов путём оптимизации оптической толщины T_a и начальной фазы колебаний ν_0 двухуровневого поглотителя из нержавеющей стали, полностью обогащённого ядрами ^{57}Fe , с оптической толщиной от 0 до 100. Зависимость пиковой интенсивности импульсов от оптической толщины и начальной фазы колебаний поглотителя, определённая численно в соответствии с формулой (16), приведена на рис. 2. Значения частотной отстройки, а также частоты и амплитуды колебаний поглотителя выбраны аналогично эксперименту [9]: $\Omega/(2\pi) = 10,2$ МГц, $\omega_s - \omega_a = \Omega$, $kR = 1,84$ (данный выбор частотной отстройки и амплитуды колебаний поглотителя является оптимальным). Ширины спектральных линий источника и поглотителя совпадают и равны $\Gamma_s = 2\gamma_a = 1,13$. Как видно из рис. 2, пиковая интенсивность поля фотона за поглотителем изменяется приблизительно в три раза с изменением резонансной (мёссбауэровской) оптической толщины поглотителя и начальной фазы его коле-

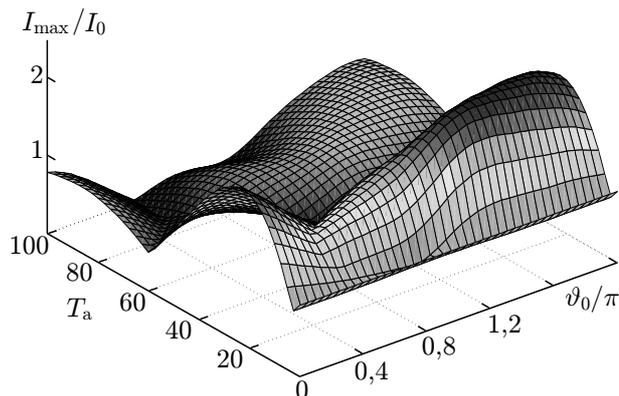


Рис. 2. Зависимость пиковой интенсивности поля фотона за поглотителем I_{\max} от мёссбауэровской толщины поглотителя T_a и начальной фазы его колебаний ϑ_0 . Значения остальных параметров: $\Omega/(2\pi) = 10,2$ МГц, $\omega_s - \omega_a = \Omega$, $kR = 1,84$, $\Gamma_s = 2\gamma_a = 1,13$ МГц

тителя (-1) -ая компонента спектра поглощается практически полностью и дальнейшее увеличение оптической толщины не оказывает на данную компоненту заметного влияния. В то же время с ростом оптической толщины становится существенным влияние дисперсии ядерного перехода на нерезонансные спектральные компоненты, которое приводит к рассогласованию их фаз и уменьшению пиковой интенсивности поля фотона. Кроме того, рост мёссбауэровской толщины образца сопровождается увеличением нерезонансного электронного поглощения, которое уменьшает не только пиковую, но и среднюю по времени интенсивность (вероятность детектирования) фотона на выходе поглотителя. Таким образом, существует оптимальное значение мёссбауэровской толщины поглотителя, при котором пиковая интенсивность поля фотона достигает максимума. Аналогичные рассуждения применимы и к начальной фазе колебаний поглотителя, которая определяет положение формирующихся импульсов относительно фронта волновой формы фотона. Как известно (см. работы [13, 15] и приведённые в них ссылки), поле фотона за поглотителем является результатом интерференции падающего поля и поля, когерентно (резонансно) рассеянного ядрами поглотителя. Для формирования импульсов с максимальной амплитудой необходимо

баний. Зависимость пиковой интенсивности от указанных параметров является немонотонной и имеет глобальный максимум при $T_a = 17,5$ и $\vartheta_0 = 1,35\pi$. Природу данной зависимости можно пояснить следующим образом. В системе отсчёта осциллирующего поглотителя поле падающего фотона (4) является частотно-модулированным, а его интенсивность — экспоненциально затухающей функцией времени. По мере распространения в поглотителе настроенная в резонанс «противофазная» (-1) -ая спектральная компонента поглощается, что приводит к преобразованию частотной модуляции поля фотона в амплитудную и росту пиковой интенсивности (16). Соответственно, на начальном участке зависимость пиковой интенсивности от оптической толщины поглотителя является возрастающей. Однако при достаточно большой оптической толщине поглотителя

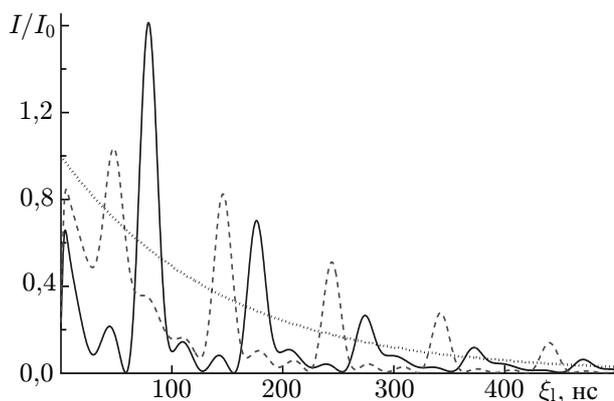


Рис. 3. Временная зависимость вероятности детектирования гамма-фотона с энергией 14,4 кэВ за осциллирующим резонансным поглотителем, полностью обогащённым ядрами ^{57}Fe . Частота колебаний равна $\Omega/(2\pi) = 10,2$ МГц. Центральная частота источника превышает резонансную частоту поглотителя на частоту колебаний ($\omega_s - \omega_a = \Omega$). Ширины линий источника и поглотителя равны $\Gamma_s = 2\gamma_a = 1,13$ МГц. Сплошная кривая соответствует оптимальным параметрам: $T_a = 17,5$ и $\vartheta_0 = 1,35\pi$. Штриховая кривая отвечает параметрам эксперимента [9] $T_a = 5,2$ и $\vartheta_0 = 0$. Пунктиром изображена экспоненциально затухающая волновая форма падающего фотона

обеспечить приблизительное равенство амплитуд указанных составляющих поля на выходе. В то же время смещение первого из формируемых импульсов, обладающего максимальной амплитудой, к начальному участку волновой формы фотона ($\xi_1 - \xi_0 \ll 1/\Gamma_s$) приводит к уменьшению амплитуды когерентно рассеянного излучения, достигающей максимального значения при $\xi_1 - \xi_0 \sim 1/\Gamma_s$, тогда как смещение первого импульса в область больших значений локального времени ($\xi_1 - \xi_0 > \Gamma_s$) ведёт к экспоненциальному уменьшению амплитуды падающего поля. Таким образом, существует оптимальное положение формируемых импульсов относительно исходной волновой формы фотона, соответствующее оптимальной начальной фазе колебаний поглотителя.

Волновая форма фотона, соответствующая оптимальным значениям T_a и ϑ_0 , приведена на рис. 3. Вместе с оптимизированной волновой формой изображены волновая форма фотона, соответствующая параметрам эксперимента [9] (но полностью обогащённому ядрами ^{57}Fe поглотителю), а также волновая форма фотона в отсутствие поглотителя. Как видно из данного рисунка, оптимизация параметров T_a и ϑ_0 позволяет существенно увеличить пиковую интенсивность и улучшить форму импульсов по сравнению с результатом эксперимента [9] (отметим, что по причине использования образца с естественной концентрацией ядер ^{57}Fe и значительным нерезонансным поглощением измеренная в эксперименте [9] волновая форма фотона была приблизительно в 4 раза ниже приведённой на рис. 3),

а также получить 60-процентное превышение пиковой вероятности детектирования фотона за поглотителем над пиковой вероятностью его детектирования в отсутствие поглотителя. Спектр поля гамма-фотона на выходе, соответствующий волновой форме на рис. 3, представлен на рис. 4. Как видно из рис. 4, начальные фазы выходного поля на центральных частотах спектральных компонент с существенно ненулевой амплитудой, строго говоря, не лежат на одной прямой и не ложатся на прямую, проходящую через фазы спектральных компонент поля падающего фотона. Это является результатом воздействия дисперсии ядерного перехода на нерезонансные спектральные составляющие поля фотона и снижает пиковую вероятность детектирования фотона за поглотителем. Набег фаз нерезонансных компонент может быть уменьшен путём увеличения частоты колебаний поглотителя. Так, на рис. 5 представлена волновая форма фотона на выходе из поглотителя, осциллирующего с частотой $\Omega/(2\pi) = 20$ МГц, которая соответствует оптимальным (для данной частоты колебаний) значениям мёсбауэровской толщины и начальной фазы колебаний поглотителя ($T_a = 30$ и $\vartheta_0 = 1,27\pi$). Как видно из представленного рисунка, увеличение частоты колебаний поглотителя до 20 МГц позволяет достичь превышения пиковой вероятности детектирования фотона за поглотителем над вероятностью его детектирования в отсутствие поглотителя в 1,96 раза. Длительность формируемых импульсов при этом оказывается значительно меньше времени жизни возбуждённого состояния ядра источника ($1/\Gamma_s = 141$ нс) и для первого (и наиболее интенсивного) импульса составляет 10 нс. Дальнейшее сокращение длительности формируемых импульсов возможно с использованием пьезопреобразователей на основе Al/AlN/Mo на монокристаллической алмазной подложке, позволяющих обеспечить гигагерцовую частоту колебаний поглотителя [18]. Увеличение пиковой интенсивности и сокращение

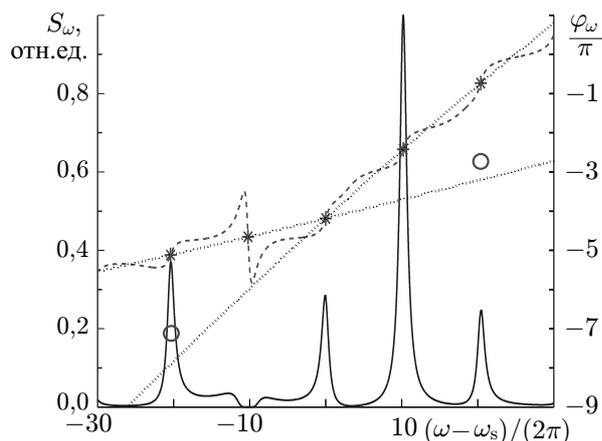


Рис. 4. Спектр поля фотона за поглотителем в осциллирующей системе отсчёта, соответствующий волновой форме, изображённой на рис. 3 сплошной кривой. Обозначения те же, что на рис. 1

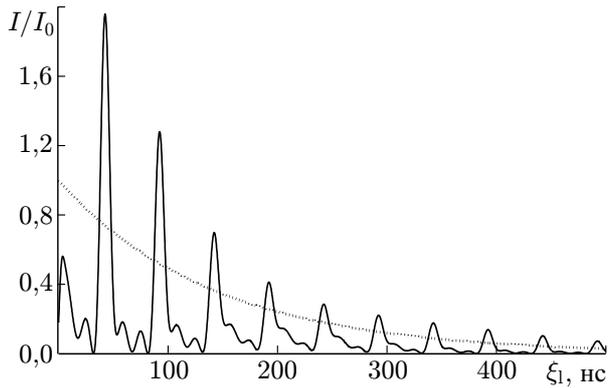


Рис. 5. Временная зависимость вероятности детектирования гамма-фотона с энергией 14,4 кэВ за осциллирующим резонансным поглотителем. Обозначения те же, что на рис. 3. Частота колебаний поглотителя равна $\Omega/(2\pi) = 20$ МГц, оптическая толщина и начальная фаза колебаний поглотителя составляют $T_a = 30$ и $\vartheta_0 = 1,27\pi$. Пиковая интенсивность за поглотителем равна $I_{\max} = 1,96I_0$, где I_0 — пиковая интенсивность поля падающего фотона. Длительность первого импульса 10 нс

длительности формируемых однофотонных импульсов, кроме того, может быть достигнуто с использованием последовательности расположенных друг за другом поглотителей, как это показано в работе [14].

ВЫВОДЫ

В данной статье исследованы возможности метода управления волновой формой мёссбауэровского гамма-фотона на основе его резонансного взаимодействия с осциллирующим поглотителем [9] в условиях использования поглотителя с большой оптической плотностью, полностью обогащённого резонансным ядерным изотопом. Показано, что оптимизация оптической толщины и начальной фазы колебаний поглотителя позволяет существенно увеличить пиковую вероятность детектирования фотона за поглотителем как по отношению к результатам эксперимента [9], так и по сравнению с вероятностью детектирования фотона в отсутствие поглотителя. Указана физическая природа роста пиковой вероятности детектирования фотона за поглотителем, состоящая в обеспечении условий конструктивной интерференции падающего и резонансно рассеянного ядрами поглотителя полей с сопоставимой амплитудой, а также минимизации нерезонансного поглощения. Рассмотрен случай излучения мёссбауэровского источника ^{57}Co с энергией фотонов 14,4 кэВ и временем жизни возбуждённого состояния 141 нс, взаимодействующего с осциллирующим резонансным поглотителем, полностью обогащённом ядрами ^{57}Fe , и показана возможность сжатия волновой формы падающего фотона в последовательность импульсов с длительностью до 10 нс и пиковой интенсивностью, двукратно превышающей интенсивность в отсутствие поглотителя. Результаты данной статьи могут быть использованы для лабораторной реализации экспериментов по резонансной ядерной спектроскопии с наносекундным временным разрешением [12], а также в целях создания алгоритмов хранения и обработки квантовой информации в гамма-диапазоне [13].

Авторы посвящают эту статью памяти Виталия Лазаревича Гинзбуга с признательностью за его внимание и поддержку нижегородской школы радиофизики. Гамма-оптика интересовала Виталия Лазаревича в связи с фундаментальной физической проблемой гамма-лазера. Один из авторов (О. А. Кочаровская) благодарен Виталию Лазаревичу за стимулирующие обсуждения этой тематики, в том числе во время его пребывания в Техаском университете A&M.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 16-32-60173, 16-02-01034, 16-02-00527, 14-29-07152) и NSF (проекты RNY-130-73-46 и RNY-1506467). Численные расчёты выполнены при поддержке РФФИ (проект 16-12-10279). Работа И. Р. Хайрулина и В. А. Антонова поддержана Советом по грантам Президента Российской Федерации в рамках стипендий для студентов вузов

и молодых учёных соответственно. В. А. Антонов выражает благодарность фонду «Династия» за грант для молодых кандидатов наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shwartz S., Coffee R. N., Feldkamp J. M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. Art. no. 013602.
2. Röhlberger R., Wille H.-C., Schlage K., Sahoo B. // Nature. 2012. V. 482. P. 199.
3. Röhlberger R., Schlage K., Sahoo B., et al. // Science. 2010. V. 328. P. 1248.
4. Heeg K. P., Wille H.-C., Schlage K., et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. no. 073601.
5. Shakhmuratov R., Vagizov F., Kocharovskaya O. // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. Art. no. 013807.
6. Liao W.-T., Pálffy A., Keitel C. H. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. Art. no. 197403.
7. Liao W.-T., Pálffy A., Keitel C. H. // Phys. Lett. B. 2011. V. 705. P. 134.
8. Adams B. W., Buth C., Cavaletto S. M., et al. // J. Mod. Opt. 2013. V. 60. P. 2.
9. Vagizov F., Antonov V., Radeonychev Y. V., et al. // Nature. 2014. V. 508. P. 80.
10. Pittman T. // Physics. 2013. V. 6. P. 110.
11. Lynch F. J., Holland R. E., Hamermesh M. // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 513.
12. Antonov V. A., Radeonychev Y. V., Kocharovskaya O. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. Art. no. 023841.
13. Shakhmuratov R. N., Vagizov F. G., Antonov V. A., et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. Art. no. 023836.
14. Radeonychev Y. V., Antonov V. A., Vagizov F. G., et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. Art. no. 043808.
15. Smirnov G. V. // Hyperfine Interactions. 1999. V. 123/124. P. 31.
16. Справочник по специальным функциям / под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. М.: Наука, 1979. 832 с.
17. Ikonen E., Helistö P., Katila T., Riski K. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. P. 2298.
18. Sorokin B. P., Kvashnin G. M., Volkov A. P., et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. Art. no. 113507.

Поступила в редакцию 18 июля 2016 г.; принята в печать 12 сентября 2016 г.

COMPRESSION OF THE WAVEFORM OF A GAMMA PHOTON INTO A TRAIN OF SHORT PULSES IN AN OPTICALLY-DEEP OSCILLATING MOSSBAUER ABSORBER

V. A. Antonov, I. R. Khayrulin, E. V. Radeonychev, and O. A. Kocharovskaya

We study the potential of the method for manipulating the spectral-temporal characteristics of the Mossbauer gamma photon based on the resonant interaction of the electromagnetic field of a single photon with an oscillating nuclear absorber. It is shown that the absorber enrichment by a resonant nuclide and an increase in its optical depth allow one to considerably increase the peak probability of detecting the photon behind the absorber and improve the obtained-pulse shape. The estimates for the gamma radiation of the Mossbauer nuclide ^{57}Co with photon energies of 14.4 keV and a lifetime of 141 ns of the excited state interacting with the oscillating resonant absorber enriched by the ^{57}Fe nuclei are given and the possibility of compressing the waveform of an incident photon into a train of the pulses with durations of 10 ns and the peak intensity two times exceeding the intensity in the absence of absorber.