Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 1, с. 10 – 17 © 2025 г. 10 января

Оцифровка 93.3 кэВ γ-излучения без отдачи

Е. В. Радионычев[1]*, И. Р. Хайрулин*

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15 ноября 2024 г.
После переработки 17 ноября 2024 г.
Принята к публикации 18 ноября 2024 г.

Предложен метод преобразования квазимонохроматического излучения без отдачи (мессбауэровского излучения) с энергией фотонов 93.3 кэВ, испускаемого радиоактивным мессбауэровским источником ^{67}Ga или ^{67}Cu, в последовательность коротких импульсов с индивидуально и независимо управляемыми по требованию моментами формирования импульсов, а также пиковой интенсивностью, длительностью и формой каждого импульса. Метод основан на пропускании мессбауэровских (безотдачных) фотонов с энергией 93.3 кэВ от источника через среду, содержащую резонансно поглощающие ядра ^{67}Zn. Импульсы формируются благодаря быстрым возвратно-поступательным движениям источника относительно поглотителя в заданные моменты времени вдоль направления распространения фотонов на расстояния, не превышающие длины волны излучения. Получаемые таким образом последовательности импульсов γ-излучения аналогичны оцифровке информации, переносимой электромагнитными волнами. Они также могут быть использованы для развития мессбауэровской спектроскопии атомных и субатомных структур, а также могут открыть новые возможности для рентгеновской квантовой оптики.

DOI: 10.31857/S0370274X25010029, EDN: DSCVBY

I. Введение. Методы генерации когерентного электромагнитного излучения в виде коротких импульсов с регулируемыми спектрально-временными характеристиками в различных частотных диапазонах от радиоволнового до рентгеновского, являются востребованными и интенсивно развиваются в связи с многочисленными применениями в науке и технологиях. Радиочастотное и оптическое излучение в виде импульсных последовательностей с управляемыми характеристиками типично для цифровых сетей связи и является основой для передачи квантовой информации. Импульсное излучение рентгеновского и γ-диапазона с управляемыми параметрами привлекательно для применения в квантовых коммуникациях и обработке информации благодаря возможности фокусировки до ангстремных масштабов, долгоживущим резонансным квантовым переходам в ядрах для "хранения фотонов" в ядерной когерентности, а также эффективному детектированию фотонов высокой энергии.

В настоящее время существует большое количество методов получения лазерных импульсов с требуемыми характеристиками. Однако управлять рентгеновским излучением с энергией фотонов в десятки кэВ гораздо сложнее в основном из-за малой длины волны такого излучения. Действительно, лазерное излучение эффективно взаимодействует с атомарными электронами, оптические свойства которых изменяются по требованию различными методами. Напротив, основными эффектами взаимодействия фотонов с длиной волны порядка ангстрема с атомами являются ионизация и отдача последних. В результате большинство подходов для управления лазерным излучением не применимо для жесткого рентгеновского излучения.

В то же время фотоны высокой энергии могут быть резонансными квантовым переходами атомных ядер и эффективно взаимодействовать с ними без отдачи (мессбауэровское взаимодействие) подобно взаимодействию оптических фотонов с атомарными электронами. Кроме того, в отличие от квантовых переходов в атомах, спектральное уширение мессбауэровских (безотдачных) квантовых переходов в ядрах обычно близко к естественному уширению даже при комнатной температуре, а оно, в свою очередь, может быть очень малым. Например, мессбауэровские ядерные переходы с энергией 14.4 кэВ в нуклиде ^{57}Fe обычно имеют ширину спектральной линии несколько МГц при комнатной температуре, что соответствует добротности квантового перехода порядка 10^{12} [1]. На два порядка более узкие спектральные линии (несколько десятков килогерц)

[1]e-mail: radion@appl.sci-nnov.ru

имеют мессбауэровские переходы с энергией 93.3 кэВ в ядрах ^{67}Zn, что соответствует добротности $\sim 10^{15}$ [1–7]. Это, в частности, служит основой для высокоточных спектроскопических измерений частот квантовых переходов ядер, которые очень чувствительны к своему микроскопическому окружению и, следовательно, могут отражать атомную и субатомную структуру вещества, в которое они внедрены.

Высокие частоты ядерных переходов килоэлектронвольтного диапазона делают эффект Доплера весьма эффективным инструментом для измерения и управления частотами этих переходов. Например, перемещение поглотителя ^{67}Zn относительно источника с постоянной скоростью всего 170 нм/с вдоль направления распространения излучения с энергией фотонов 93.3 кэВ смещает положение его спектральной линии шириной 13 кГц на ширину линии, выводя поглотитель из резонанса с источником и существенно увеличивая его прозрачность. Эти свойства ядер обусловливают уникально высокую чувствительность и точность мессбауэровской спектроскопии при изучении вещества [4, 7]. Они также лежат в основе ряда методов акустического управления рентгеновскими и γ-фотонами посредством резонансного взаимодействия с атомными ядрами [5, 6], а также открывают перспективы для разработки гибкого интерфейса между рентгеновскими фотонами и ядрами.

Относительно большое время распада когерентности мессбауэровских излучающих и поглощающих ядерных переходов с килоэлектронвольтной энергией позволяет существенно изменять как спектр, так и временную зависимость интенсивности γ-излучения посредством пропускания фотонов через резонансный поглотитель, который перемещается относительно источника (или наоборот) в определенные моменты времени или периодически намного быстрее, чем время распада когерентности соответствующих ядерных переходов ([5, 6, 8–17] и ссылки в них). Это происходит потому, что движение вызывает, благодаря эффекту Доплера, зависящий от времени фазовый сдвиг между когерентным ядерным поляризационным откликом (когерентным рассеянным вперед полем) и падающим полем. Этот фазовый сдвиг изменяет характер интерференции между падающим и рассеянным вперед полями [5, 6, 8–17], которая лежит в основе резонансного взаимодействия между излучением и ядрами.

Впервые такое акустическое управление интенсивностью γ-излучения было реализовано для фотонов с энергией 93.3 кэВ [5, 6]. Было показано, что скачкообразное перемещение радиоактивного источника ^{67}Ga относительно оптически толстого резонансного поглотителя ^{67}Zn на расстояние, кратное половине длины волны фотона, приводило к преобразованию γ-излучения постоянной интенсивности в короткие импульсы [5, 6]. Интенсивность прошедшего поля достигала максимума в моменты, когда расстояние между источником и поглотителем изменялось на $(2n + 1)\lambda_s/2$ (где λ_s – длина волны фотона, $n \in \mathbb{N}$), и минимума в моменты, когда расстояние между источником и поглотителем изменялось на $n\lambda_s$. В эти моменты имела место соответственно конструктивная или деструктивная интерференция падающего и когерентно рассеянного полей [5, 6].

Аналогичные импульсы были получены в случае излучения с энергией фотонов 14.4 кэВ, испускаемого радиоактивным источником ^{57}Co [8–12], когда источник [8–10] или поглотитель ^{57}Fe [11–13] скачкообразно смещались в определенные моменты времени. В недавней публикации [13] этот метод был применен для оцифровки, кодирования и передачи информации с использованием фотонов 14.4 кэВ. Стоит также упомянуть получение регулярной последовательности коротких импульсов γ-излучения с помощью быстрого периодического смещения (вибрации) поглотителя относительно источника с частотой, значительно превышающей скорости распада когерентности соответствующих ядерных переходов [14–16]. В этом случае рассеянное вперед поле приобретает периодическую фазовую модуляцию [16]. При этом, правильно подобранные частота и амплитуда модуляции (определяемые частотой и амплитудой колебаний поглотителя), а также расстройка между частотами спектральных линий источника и поглотителя приводят к различным последовательностям импульсов [14, 15], а также могут приводить к подавлению резонансного поглощения [17].

Существует два коммерчески доступных типа радиоактивных источников излучения с энергией фотонов 93.3 кэВ, а именно, источники на основе радионуклидов ^{67}Ga и ^{67}Cu (рис. 1). Современные методы позволяют получать различные соединения, содержащие ^{67}Ga или ^{67}Cu, которые являются источниками излучения с энергией фотонов 93.3 кэВ различной интенсивности и спектрального состава [1–6, 18–21]. Более ранние результаты с ^{67}Zn были получены в основном с использованием источников ^{67}Ga [2–7]. Недавний прорыв в производстве источников ^{67}Cu с высокой удельной активностью для задач радиоиммунотерапии и однофотонной эмиссионной компьютерной томографии в медицине [18, 19] открыл новые возможности для мессбауэровской γ-оптики с поглотителями на основе ^{67}Zn.

В данной статье на примере радиоактивного источника ^{67}Ga или современного источника ^{67}Cu и поглотителя ^{67}Zn предложен метод, который позволяет независимо управлять спектрально-временными характеристиками γ-излучения. В отличие от более ранних исследований [5, 6, 9–13], этот метод основан на быстром *возвратно-поступательном* смещении источника относительно резонансного поглотителя (или наоборот) вдоль направления распространения фотонов на расстояние, меньшее или равное половине длины волны излучения. Показано, что этот тип движения позволяет (i) преобразовывать излучение с энергией фотонов 93.3 кэВ постоянной интенсивности в произвольное число импульсов, включая одиночный импульс; (ii) независимо управлять пиковой интенсивностью каждого импульса; (iii) независимо управлять длительностью каждого импульса; (iv) независимо управлять временным интервалом между соседними импульсами в последовательности; (v) создавать по требованию индивидуальную форму каждого импульса.

Статья имеет следующую структуру. В разделе II описана модель и получено решение для интенсивности излучения, проходящего через оптически толстый мессбауэровский резонансный поглотитель ^{67}Zn, который может смещаться относительно источника (или наоборот) вдоль направления распространения фотонов. В разделе III кратко описывается физическая картина резонансного поглощения однофотонного поля в оптически толстом резонансном поглотителе как интерференция между падающим и когерентно рассеянным вперед полями. В разделе IV на примере быстрого возвратно-поступательного смещения источника относительно поглотителя показано, что эта интерференция лежит в основе преобразования поля в резонансном поглотителе. Получено аналитическое решение для интенсивности излучения в случае достаточно быстрого возвратно-поступательного смещения источника и показано, как характеристики смещения соотносятся с характеристиками получаемых импульсов. В разделе V приводятся основные результаты работы.

II. Теотретическая модель. Рассмотрим следующие экспериментальные условия, аналогичные реализованным в [5, 6]. Излучение с энергией фотонов 93.3 кэВ испускается либо радиоактивным мессбауэровским источником ^{67}Ga, либо ^{67}Cu (рис. 1, слева). Оба типа источника выполнены в виде фольги микронной толщины, закрепленной на пьезоэлектрическом преобразователе. В определенные моменты времени импульсное напряжение, подаваемое на преобразователь, вызывает возвратно-поступательное смещение источника относительно поглотителя. Альтернативно, поглотитель может перемещаться относительно источника с тем же результатом [11–17]. Радиоактивный источник стохастически испускает разделенные во времени одиночные мессбауэровские фотоны с энергией 93.3 кэВ (рис. 1, слева). Фотоны распространяются через среду безотдачных (мессбауэровских) резонансных ядер ^{67}Zn (рис. 1, справа) и детектируются за поглотителем. Моменты регистрации фотонов измеряются лабораторными часами и группируются по временным ячейкам дискретизации. Измерение длится фиксированный интервал времени, который начинается с момента включения часов и заканчивается их выключением. Эта процедура повторяется многократно. В результате получается временная зависимость числа фотонов, вышедших из поглотителя, в единицу времени, которая пропорциональна временной зависимости интенсивности прошедшего излучения.

Вычисление интенсивности электромагнитного поля $I^{(av)}(t)$, измеренной этим методом, удобно начать с интенсивности $I(t,t_0)$, связанной с детектированием одиночного фотона. Интенсивность $I(t,t_0)$ пропорциональна временной зависимости вероятности детектирования фотона с энергией 93.3 кэВ в единицу времени, начиная с момента t_0, когда ядро источника оказывается в возбужденном излучающем состоянии $|b\rangle$, и тем самым появляется возможность испускания фотона с энергией 93.3 кэВ (рис. 1) [9–17]. Интенсивность поля, связанного с одиночным фотоном, испускаемым источником в возбужденном состоянии, можно записать в виде [5, 6, 9–17]

$$I_s(t,t_0) \propto \theta(t-t_0)\exp[-(t-t_0)\Gamma_s], \qquad (1)$$

где $\theta(\tau)$ – функция Хевисайда, а Γ_s – скорость распада состояния $|b\rangle$ (релаксации населенностей на переходе $|b\rangle \to |a\rangle$, рис. 1, слева) источника.

В рассматриваемых экспериментальных условиях случайный момент времени t_0 не определен, и результаты измерений усредняются по этому параметру,

$$I^{(av)}(t) = \int_{-\infty}^{t} N(t_0) I(t,t_0)\,dt_0, \qquad (2)$$

где $N(t_0)$ – среднее число фотонов с энергией 93.3 кэВ, испускаемых радиоактивным источником в единицу времени в направлении детектирования. Аналогично [5, 6], ниже предполагается, что $N(t_0) = N = \mathrm{Const}$.

Как показано в работах [5, 6, 9–17, 23, 24], на входе в поглотитель ^{67}Zn электрическое поле однофотон-

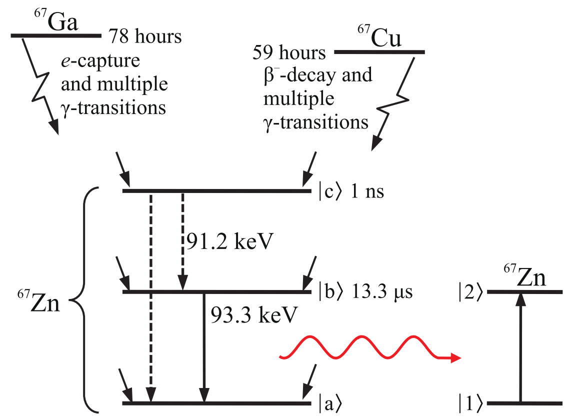

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема радиоактивного распада источников ^{67}Ga и ^{67}Cu (слева) и резонансного поглощения фотонов с энергией 93.3 кэВ ядром поглотителя ^{67}Zn (справа). Ядро ^{67}Ga распадается (наклонные стрелки) в результате захвата электрона, превращаясь в ядро ^{67}Zn в пяти энергетических состояниях, включая основное состояние [22]. Ядро ^{67}Cu претерпевает β^--распад, превращаясь в ядро ^{67}Zn в четырех энергетических состояниях (наклонные стрелки), включая основное состояние [20, 21]. В рассматриваемом случае важны только основное и два возбужденных состояния. Возбужденные состояния ядра ^{67}Zn затем излучательно распадаются до состояний с более низкой энергией (вертикальные стрелки). Как для ^{67}Ga, так и для ^{67}Cu вероятности распада в состояние $|b\rangle$ и в состояние $|c\rangle$ являются величинами одного порядка [20–22]. Поэтому существенная часть фотонов с энергией 93.3 кэВ, испускаемых при переходе $|b\rangle \to |a\rangle$, не коррелирует с фотонами с энергией 91.2 кэВ, испускаемыми при переходе $|c\rangle \to |b\rangle$

ного волнового пакета с энергией 93.3 кэВ, соответствующее интенсивности (1), может быть представлено в виде классической электромагнитной волны, электрическое поле которой имеет вид:

$$E_s(t, t_0) = E_0\theta(t - t_0)e^{-(i\omega_s+\gamma_s)(t-t_0)+i\varphi_0}, \quad (3)$$

где E_0 – амплитуда поля, $\gamma_s = \Gamma_s/2$ – полуширина спектрального контура источника, соответствующая времени жизни состояния $|b\rangle$, $1/\Gamma_s \approx 13.3$ мкс, ω_s – несущая частота поля, соответствующая длине волны $\lambda_s \approx 0.13$ Å, φ_0 – случайная начальная фаза поля.

Однофотонный волновой пакет с энергией фотона 93.3 кэВ распространяется через резонансный мессбауэровский поглотитель ^{67}Zn (рис. 1, справа). Ядра ^{67}Zn могут входить в состав металлического цинка или различных монокристаллических (фольга) и поликристаллических (порошок) соединений, таких как ZnTe, ZnSe, ZnS, ZnO, ZnF_2 [4, 7]. Все поглотители могут быть использованы в рамках одной и той же экспериментальной установки, в которой поглотитель неподвижен (или перемещается с постоянной скоростью для настройки в резонанс с источником), а источник закреплен на пьезоэлектрическом преобразователе [5, 6]. В этом случае источник может перемещаться как единое целое (в пределах поперечного сечения пучка, где фотоны взаимодействуют с ядрами поглотителя) вдоль направления распространения фотонов с функцией смещения $S_{\text{shift}}(t)$ относительно поглотителя.

Вследствие движения источника однофотонное поле, падающее на поглотитель, становится фазово-модулированным из-за эффекта Доплера:

$$E_{\text{in}}(t, t_0) = E_s(t, t_0)e^{ik_s S_{\text{shift}}(t)}, \quad (4)$$

где $k_s = 2\pi/\lambda_s$. Тогда поле фотона на выходе из резонансного поглотителя с мессбауэровской (оптической) толщиной T_a и полушириной линии поглощения γ_a может быть вычислено как интеграл свертки падающего поля (4) и функции отклика поглотителя $a(t)$ [5, 6, 8–12]:

$$E_{\text{out}}(t, t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t - \tau)E_{\text{in}}(\tau, t_0)d\tau, \quad (5)$$

где

$$a(t) = e^{-T_e/2} \times \quad (6)$$

$$\times [\delta(t) - T_a\gamma_a e^{-(i\omega_a+\gamma_a)t}\theta(t)J_1(\sqrt{2T_a\gamma_a t})/\sqrt{2T_a\gamma_a t}].$$

В (6) $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака, $J_1(x)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка, ω_a – частота резонансного перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ поглотителя ^{67}Zn (рис. 1, справа), которая может отличаться от центральной частоты источника из-за наличия изомерного сдвига или доплеровского сдвига вследствие движения источника относительно поглотителя с постоянной скоростью, T_e – величина, характеризующая нерезонансное затухание излучения, обусловленное фотоэлектронным поглощением и некогерентным рассеянием. В дальнейшем для простоты мы предполагаем, что поле фотона (4) настроено в точный резонанс с квантовым переходом $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ поглотителя, $\omega_s = \omega_a \equiv \omega$, а ширины спектральных контуров источника и поглотителя одинаковы, $\gamma_s = \gamma_a \equiv \gamma$. Тогда выражение (5) может быть переписано следующим образом:

$$E_{\text{out}}(t, t_0) = E_s(t, t_0)e^{-T_e/2}[e^{ik_s S_{\text{shift}}(t)} + A_{AR}(t, t_0)], \quad (7)$$

где

$$A_{AR}(t,t_0) = -T_a\gamma\int\limits_{t_0}^{t}\frac{J_1(\sqrt{2T_a\gamma(t-\tau)})}{\sqrt{2T_a\gamma(t-\tau)}}e^{ik_sS_{\text{shift}}(\tau)}d\tau. \qquad (8)$$

Согласно (7) (без учета множителя $e^{-T_e/2}$), однофотонное поле на выходе из поглотителя является суммой падающего поля (4) (первое слагаемое в (7)) и поля, связанного с поляризационным откликом поглотителя, которое часто называют когерентным рассеянным вперед полем (второй член в (7)).

Используя (7), интенсивность однофотонного импульса на выходе из поглотителя, $I_{\text{out}}(t,t_0) = c|E_{\text{out}}(t,t_0)|^2/(8\pi)$, можно записать в виде

$$I_{\text{out}}(t,t_0) = I_s(t,t_0)e^{-T_e}\big\{(1-|A_{AR}(t,t_0)|)^2 + \qquad (9)$$

$$+4|A_{AR}(t,t_0)|\cos^2[0.5k_sS_{\text{shift}}(t) - 0.5\arg(A_{AR}(t,t_0))]\big\},$$

где, согласно (1), $I_s(t,t_0) = (cE_0^2/(8\pi))\theta(t-t_0)\times\times\exp[-2\gamma(t-t_0)]$ – интенсивность излучения источника в направлении поглотителя, $A_{AR} = |A_{AR}|\times\times\exp[i\arg(A_{AR})]$. Таким образом, согласно (2), измеряемая интенсивность излучения с энергией фотонов 93.3 кэВ на выходе из поглотителя рассчитывается путем усреднения интенсивности (9) поля однофотонного волнового пакета по времени t_0,

$$I_{\text{out}}^{(av)} = N\int\limits_{-\infty}^{t} I_{\text{out}}(t,t_0)dt_0. \qquad (10)$$

III. Поглощение как результат интерференции между падающим и рассеянным вперед полями. Из (7) и (8) следует, что для распространяющегося однофотонного волнового пакета рассеянное вперед поле вначале после своего возникновения является противофазным по отношению к падающему полю и постепенно увеличивается. Это наиболее отчетливо видно, когда источник находится в состоянии покоя, $S_{\text{shift}}(t)\equiv 0$. В этом случае амплитуда рассеянного вперед поля (8) принимает вид

$$A_{AR}^{(\text{rest})}(t,t_0) = \left[1 - J_0\left(\sqrt{2T_a\gamma(t-t_0)}\right)\right]e^{i\pi}, \qquad (11)$$

где предполагается, что $t\geq t_0$.

Как следует из (11), в общем случае рассеянное вперед поле является осциллирующей функцией времени. Начиная с момента $t=t_0$, оно постепенно увеличивается с характерной скоростью $1/\tau_a$, где τ_a – интервал, в течение которого функция Бесселя $J_0(x)$ в (11) изменяется от единицы при $t=t_0$ до нуля при $t-t_0=\tau_a\approx 2.9/(\gamma T_a)$. Как следует из (11) и (7), в момент $t-t_0=\tau_a$ имеем $J_0(\sqrt{2T_a\gamma\tau_a})=0$, и амплитуда рассеянного вперед поля становится равной амплитуде падающего поля. Это приводит к исчезновению поля на выходе из среды. В оптически толстом поглотителе скорость затухания $1/\tau_a$ поля однофотонного волнового пакета (7), (9) может значительно превышать скорость затухания $\gamma_s=\gamma$ поля (3) на входе в среду. Это явление называется speed-up эффектом (эффектом ускорения затухания) [25]. Осциллирующая величина амплитуды рассеянного вперед поля (11) приводит к колебательному ослаблению прошедшего поля однофотонного волнового пакета во времени, называемому динамическими биениями [25].

Для потока фотонов в целом интегрирование (10) в случае неподвижного источника усредняет когерентное рассеянное вперед поле (11) и сглаживает динамические биения. В результате средняя интенсивность выходного излучения оказывается постоянной и меньшей интенсивности источника, $I_{\text{out,rest}}^{(av)}(t) < I_s^{(av)} = cE_0^2N/(16\pi\gamma)$. Однако, если источник перемещается относительно поглотителя, $S_{\text{shift}}(t)\neq 0$, зависимость от времени рассеянного поля (8) обуславливает зависимость интенсивности выходного поля (10) от времени.

IV. Формирование импульса за счет быстрого возвратно-поступательного смещения источника. Рассмотрим случай быстрого возвратно-поступательного смещения источника, а именно, когда изначально неподвижный источник в определенный момент начинает двигаться вперед, а затем назад вдоль направления распространения поля, так что через определенный промежуток времени Δt_{total} он возвращается в исходное положение и останавливается. Указанное возвратно-поступательное смещение источника происходит настолько быстро, что $\Delta t_{\text{total}}\ll\tau_a$. Тогда, как следует из (8), отклик поглотителя не успевает измениться вслед за полем и, следовательно, амплитуда когерентно рассеянного вперед поля может быть аппроксимирована соотношением $A_{AR}(t,t_0) = A_{AR}^{(\text{rest})}(t,t_0)$, в котором $A_{AR}^{(\text{rest})}(t,t_0)$ описывается выражением (11). В этом случае, подставляя (9) и (11) в (10), интенсивность поля на выходе из среды можно получить в виде

$$I_{\text{out}}^{(av)}(t) = I_s^{(av)}e^{-T_e}\big[e^{-T_a/2}I_0(T_a/2) +$$

$$+ 4(1-e^{-T_a/4})\sin^2(\pi S_{\text{shift}}(t)/\lambda_s)\big], \qquad (12)$$

где $I_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Как следует из (12), интенсивность прошедшего через поглотитель излучения является отображением функции $S_{\text{shift}}(t)$ быстрого возвратно-поступательного смещения источника с функцией отображения $\sin^2[\pi S_{\text{shift}}(t)/\lambda_s]$. Это позволяет преобразовывать излучение постоянной интенсивности от источника в различные последовательности импульсов, включая одиночные импульсы, с регулируемыми амплитудой, длительностью и формой. Чтобы показать это, рассмотрим модельную функцию смещения источника в виде последовательности коротких кусочно-линейных функций (рис. 2a),

$$S_{\text{shift}}(t) = \sum_{i=1}^{M} S_{\text{shift}}^{(i)}(t). \tag{13}$$

А именно, каждое смещение $S_{\text{shift}}^{(i)}(t)$ начинается в определенный момент $t_{\text{start}}^{(i)}$, затем в течение интервала $\Delta t_f^{(i)}$ источник смещается относительно поглотителя на амплитуду $\Delta z^{(i)}$ в направлении распространения излучения, после этого в течение интервала $\Delta t_c^{(i)}$ источник находится в состоянии покоя относительно поглотителя, и наконец возвращается в исходное положение в течение интервала $\Delta t_b^{(i)}$:

$$S_{\text{shift}}^{(i)} = \begin{cases} 0,\ t < t_{\text{start}}^{(i)}, \\ \frac{\Delta z^{(i)}}{\Delta t_f^{(i)}}(t - t_{\text{start}}^{(i)}),\ t_{\text{start}}^{(i)} \le t < t_{\text{start}}^{(i)} + \Delta t_f^{(i)}, \\ \Delta z^{(i)},\ t_{\text{start}}^{(i)} + \Delta t_f^{(i)} \le t < t_{\text{start}}^{(i)} + \\ \quad + \Delta t_f^{(i)} + \Delta t_c^{(i)}, \\ \Delta z^{(i)} - \frac{\Delta z^{(i)}}{\Delta t_b^{(i)}}(t - t_{\text{start}}^{(i)} - \Delta t_f^{(i)} - \Delta t_c^{(i)}), \\ t_{\text{start}}^{(i)} + \Delta t_f^{(i)} + \Delta t_c^{(i)} \le t < t_{\text{start}}^{(i)} + \\ \quad + \Delta t_f^{(i)} + \Delta t_c^{(i)} + \Delta t_b^{(i)}, \\ 0,\ t \ge t_{\text{start}}^{(i)} + \Delta t_f^{(i)} + \Delta t_c^{(i)} + \Delta t_b^{(i)}. \end{cases} \tag{14}$$

Как следует из (12)–(14), в этом случае i-й импульс начинается в момент $t_{\text{start}}^{(i)}$ и заканчивается в момент $t_{\text{start}}^{(i)} + \Delta t_{\text{total}}^{(i)}$, где $\Delta t_{\text{total}}^{(i)} = \Delta t_f^{(i)} + \Delta t_c^{(i)} + \Delta t_b^{(i)}$ – общая длительность i-го смещения. При этом пиковая интенсивность i-го импульса определяется выражением

$$I_{\text{peak}}^{(i)} = I_s^{(av)} e^{-T_e} \left[e^{-T_a/2} I_0(T_a/2) + \right. \\ \left. + 4(1 - e^{-T_a/4}) \sin^2(\pi \Delta z^{(i)}/\lambda_s) \right]. \tag{15}$$

Пиковая интенсивность достигает своего максимального значения при смещении источника на величину $\Delta z_{\max}^{(i)} = \lambda_s/2$. В рассматриваемом случае длины волны фотона 0.13 Å, соответствующей энергии 93.3 кэВ, указанная величина смещения равна $\Delta z_{\max}^{(i)} = 6.5 \times 10^{-12}$ м.

На рисунке 2b представлена временная зависимость интенсивности (12) потока фотонов с энергией 93.3 кэВ на выходе из резонансного поглотителя, смещаемого в соответствии с (13), (14). Рассмотрена одна из следующих возможных экспериментальных реализаций, аналогичных [5, 6]. Источник излучения с энергией фотонов 93.3 кэВ испускает одиночную спектральную линию почти естественной ширины. Поглотитель ^{67}Zn представляет собой поликристаллический порошок ZnS, приблизительно на 100 % обогащенный ^{67}Zn. Он также характеризуется одиночной спектральной линией поглощения с почти естественной шириной [4, 7]. Согласно [7], коэффициент Лэмба–Мессбауэра при температуре 4.2 K составляет $f_a \approx 1\,\%$, что обеспечивает оптическую толщину $T_a = 1$ для поглотителя ^{67}ZnS толщиной $L \approx 800$ мкм. С учетом линейного коэффициента нерезонансного поглощения излучения с энергией фотонов 93.3 кэВ в ^{67}ZnS, $\mu \approx 1.88\,\text{см}^{-1}$ [26], можно оценить $T_e/T_a \approx 0.15$. Как следует из (15), максимальная пиковая интенсивность формируемых импульсов, достигаемая при $\Delta z^{(i)} = \lambda_s/2$, зависит от T_a и T_e и максимизируется при $T_a \approx 3.2$, что соответствует физической толщине поглотителя ^{67}ZnS $L \approx 2.56$ мм. В этих условиях для i-го смещения источника (14) допустимо приближение быстрого смещения, если общее время $\Delta t_{\text{total}}^{(i)}$ удовлетворяет неравенству $\Delta t_{\text{total}}^{(i)} \ll \tau_a \approx 2.9/(\gamma T_a) = 23$ мкс. Самое продолжительное возвратно-поступательное смещение источника, показанное на рис. 2a, имеет длительность $\Delta t_{\text{total}}^{(6)} = 2\Delta t_f^{(6)} = 0.3$ мкс. Таким образом, приближенное аналитическое решение (12) (зеленая пунктирная линия на рис. 2b) хорошо согласуется с результатом численного интегрирования уравнений (8)–(10) (сплошная красная линия на рис. 2b). Как видно на рис. 2b, излучение с энергией фотонов 93.3 кэВ, прошедшее через поглотитель ^{67}Zn, аналогично цифровой последовательности оптических импульсов.

На рисунке 3 также показана возможность управления формой отдельных импульсов в последовательности. Например, можно сформировать трапециевидный импульс (первый импульс на рис. 3b), а также асимметричные треугольные импульсы (второй и третий импульсы на рис. 3b).

В работе [27] показано, что аналогичные импульсы могут быть получены при использовании фотонов с энергией 14.4 кэВ от радиоактивного источника ^{57}Co и резонансного поглотителя ^{57}Fe. В обоих случаях указанные импульсы могут быть использованы, в частности, для реализации метода ядерной

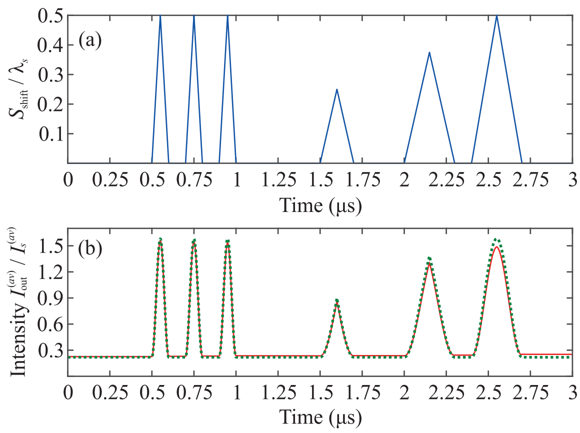

Рис. 2. (Цветной онлайн) Временная зависимость: (a) – функции смещения источника ^{67}Ga или ^{67}Cu (13), (14) для $M = 6$ и (b) – соответствующей нормированной интенсивности потока фотонов с энергией 93.3 кэВ на выходе из резонансного поглотителя ^{67}ZnS в случае $T_a = 3.2$ ($L = 2.56$ мм) и $T_e = 0.15T_a$. Для функции смещения (13), (14) $t^{(1)}_{\rm start} = 0.5$ мкс, $t^{(2)}_{\rm start} = 0.7$ мкс, $t^{(3)}_{\rm start} = 0.9$ мкс, $t^{(4)}_{\rm start} = 1.5$ мкс, $t^{(5)}_{\rm start} = 2$ мкс, $t^{(6)}_{\rm start} = 2.4$ мкс, $\Delta t^{(i)}_b = \Delta t^{(i)}_f = 0.05$ мкс ($i = 1,2,3$), $\Delta t^{(4)}_b = \Delta t^{(4)}_f = 0.1$ мкс, $\Delta t^{(i)}_b = \Delta t^{(i)}_f = 0.15$ мкс ($i = 5,6$), $\Delta t^{(i)}_c = 0$ ($i = 1,...,6$), $\Delta z^{(i)} = \lambda_s/2$ ($i = 1,2,3,6$), $\Delta z^{(4)} = \lambda_s/4$, $\Delta z^{(5)} = 3\lambda_s/8$. Зеленые пунктирные и красные сплошные линии построены с использованием выражений (12) и (8)–(10) соответственно

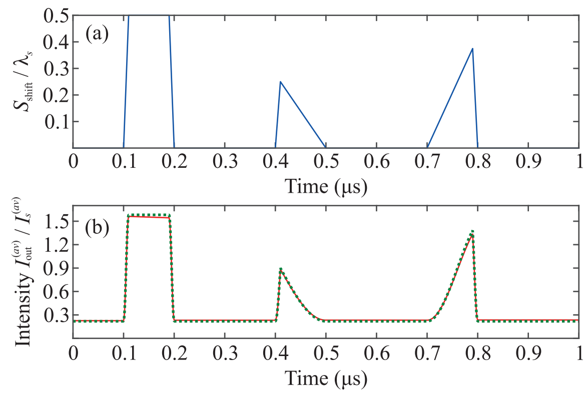

Рис. 3. (Цветной онлайн) Временная зависимость: (a) – функции смещения источника ^{67}Ga или ^{67}Cu, $S_{\rm shift}(t)$, (13), (14) для $M = 3$ и (b) – соответствующей нормированной интенсивности потока фотонов с энергией 93.3 кэВ на выходе из резонансного поглотителя ^{67}ZnS в случае $T_a = 3.2$ ($L = 2.56$ мм) и $T_e = 0.15T_a$. Для функции смещения (13), (14), $t^{(1)}_{\rm start} = 0.1$ мкс, $\Delta t^{(1)}_f = 0.01$ мкс, $\Delta t^{(1)}_c = 0.08$ мкс, $\Delta t^{(1)}_b = 0.01$ мкс, $\Delta z^{(1)} = \lambda_s/2$, $t^{(2)}_{\rm start} = 0.4$ мкс, $\Delta t^{(2)}_f = 0.01$ мкс, $\Delta t^{(2)}_c = 0$, $\Delta t^{(2)}_b = 0.09$ мкс, $\Delta z^{(2)} = \lambda_s/4$, $t^{(3)}_{\rm start} = 0.7$ мкс, $\Delta t^{(3)}_f = 0.09$ мкс, $\Delta t^{(3)}_c = 0$, $\Delta t^{(3)}_b = 0.01$ мкс, $\Delta z^{(3)} = 3\lambda_s/8$. Зеленые пунктирные и красные сплошные линии построены с использованием выражений (12) и (8)–(10) соответственно

квантовой памяти, предложенного в [28]. В отличие от эксперимента с использованием синхротронного источника [29], продемонстрировавшего реализуемость такой квантовой памяти, в данном случае экспериментальное оборудование будет иметь компактные размеры. Полученные импульсы могут быть также использованы для развития метода передачи информации с помощью гамма-фотонов, предложенного в [13].

V. Заключение. В настоящей работе предложен метод, позволяющий преобразовывать излучение постоянной интенсивности от радиоактивного мессбауэровского источника ^{67}Ga или современного ^{67}Cu с энергией фотонов 93.3 кэВ в последовательность коротких импульсов с произвольным количеством импульсов, включая одиночный импульс. Этот метод также позволяет индивидуально и независимо управлять, по требованию, моментами появления, а также пиковой интенсивностью, длительностью и формой каждого импульса в последовательности. Метод основан на пропускании мессбауэровских (безотдачных) фотонов источника через среду резонансно поглощающих ядер ^{67}Zn. Импульсы возникают вследствие быстрого возвратно-поступательного смещения источника в определенные моменты времени относительно поглотителя (или, наоборот, поглотителя относительно источника) вдоль направления распространения фотонов на расстояние, меньшее половины длины волны фотона. Когда источник (или поглотитель) начинает быстро смещаться, деструктивная интерференция между падающим полем и когерентно рассеянным вперед полем поглотителя сменяется на конструктивную интерференцию вследствие эффекта Доплера. Это приводит к резкому увеличению интенсивности прошедшего через поглотитель поля. Когда источник (или поглотитель) быстро возвращается в исходное положение, деструктивная интерференция восстанавливается, что вызывает резкое уменьшение интенсивности. В результате во временной зависимости интенсивности прошедшего через поглотитель поля возникает короткий импульс. Импульс начинает формироваться в момент начала смещения источника (или поглотителя) и заканчивается в тот момент, когда источник (или поглотитель) останавливается в исходном положении. Пиковая интенсивность и форма импульса отображают амплитуду и временную зависимость функции смещения источника (или поглотителя). Длительность импульсов может быть на несколько порядков меньше времени жизни излучающего квантового состояния источника. Как следует из [5, 6, 8–15, 18, 19], на имеющемся в настоящее время оборудовании могут быть получены гамма-импульсы с энергией фотонов 93.3 кэВ наносекундной длительности.

Предложенный метод может расширить область применения мессбауэровской спектроскопии и открыть новые перспективы в рентгеновской квантовой оптике. В отличие от синхротронного источника [29], получаемые импульсы гамма-излучения могут быть использованы для реализации ядерной квантовой памяти на оборудовании компактных размеров, а также для развития метода передачи информации с помощью гамма-фотонов, предложенного в [13].

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Научного центра мирового уровня “Центр фотоники”, финансируемого Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение 075-15-2020-906.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. *Mössbauer Effect Data Index Covering the 1976 Literature*, ed. by J. G. Stevens and V. E. Stevens, Springer Science + Business Media, N.Y. (1978).
2. H. de Waard and G. J. Perlow, Phys. Rev. Lett. **24**, 566 (1970).
3. W. Potzel, A. Forster, and G. M. Kalvius, J. Phys. Colloques **37**, C6-691 (1976).
4. A. Forster, W. Potzel, and G. M. Kalvius, Z. Physik B **37**, 209 (1980).
5. P. Helisto, E. Ikonen, T. Katila, and K. Riski, Phys. Rev. Lett. **49**, 1209 (1982).
6. E. Ikonen, P. Helisto, T. Katila, and K. Riski, Phys. Rev. A **32**, 2298 (1985).
7. M. Kofferlein, W. Potzel, M. Steiner, H. Karzel, W. Schiessl, and G. M. Kalvius, Phys. Rev. B **52**, 1332 (1995).
8. P. Helisto, E. Ikonen, and T. Katila, Phys. Rev. B **34**, 3458 (1986).
9. P. Helistö, I. Tittonen, M. Lippmaa, and T. Katila, Phys. Rev. Lett. **66**, 2037 (1991).
10. I. Tittonen, M. Lippmaa, P. Helisto, and T. Katila, Phys. Rev. B **47**, 7840 (1993).
11. R.N. Shakhmuratov, F.G. Vagizov, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **84**, 043820 (2011).
12. R.N. Shakhmuratov, F.G. Vagizov, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **87**, 013807 (2013).
13. R. Shakhmuratov, A. Zinnatullin, and F. Vagizov, Europhysics Letters **147**, 38001 (2024).
14. F. Vagizov, V. Antonov, Y.V. Radeonychev, R.N. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, Nature **508**, 80 (2014).
15. R.N. Shakhmuratov, F.G. Vagizov, V.A. Antonov, Y.V. Radeonychev, M.O. Scully, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **92**, 023836 (2015).
16. I.R. Khairulin, V.A. Antonov, Y.V. Radeonychev, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **98**, 043860 (2018).
17. Y.V. Radeonychev, I.R. Khairulin, F.G. Vagizov, M. Scully, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. Lett. **124**, 163602 (2020).
18. L. Mou, P. Martini, G. Pupillo, I. Cieszykowska, C.S. Cutler, R. Mikolajczak, Molecules **27**, 1501 (2022).
19. G. Hao, T. Mastren, W. Silvers, G. Hassan, O.K. Öz, and X. Sun, Sci. Rep. **11**, 3622 (2021).
20. S. Raman and J. J. Pinajian, Nucl. Phys. A **131**(2), 393 (1969).
21. J. Chen, F.G. Kondev, I. Ahmad, M.P. Carpenter, J.P. Greene, R.V.F. Janssens, S. Zhu, D. Ehst, V. Makarashvili, D. Rotsch, and N. A. Smith, Phys. Rev. C **92**, 044330 (2015).
22. M.-M. Bé, V. Chiste, C. Dulieu, E. Browne, V. Chechev, N. Kuzmenko, R. Helmer, A.L. Nichols, E. SchonZnld, and R. Dersch, Monographie BIPM-5 Table of radionuclides (v. 1 – A = 1 to 150), 2004, BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES, Pavillon de Breteuil, F-92310 SEVRES Edite par le BIPM, Pavillon de Breteuil, F-92312 Sevres Cedex France Imprime par Reproduction Service ISBN 92-822-2204-7 (set); ISBN 92-822-2206-3 (v. 1), https://www.bipm.org/documents/20126/53814638/Monographie+BIPM-5+-+Volume+1+%282004%29.pdf/724745da-8db0-0396-5370-1065e8122573.
23. S.M. Harris, Phys. Rev. **124**, 1178 (1961).
24. A.Ya. Dzyublik,Nucl. Phys. At. Energy **16**, 124 (2015); DOI: 10.15407/jnpae2015.02.124; https://www.researchgate.net/publication/282700499.
25. G.V. Smirnov, Hyperfine Interactions **123/124**, 31 (1999).
26. M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar, D.S. Zucker, and K. Olsen, XCOM Photon Cross Sections Database (version 1.5) National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (2010); http://physics.nist.gov/xcom
27. I.R. Khairulin and Y.V. Radeonychev, arXiv:2410.16157; https://doi.org/10.48550/arXiv.2410.16157
28. X. Zhang, W.-T. Liao, A. Kalachev, R. Shakhmuratov, M. Scully, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. Lett. **123**, 250504 (2019).
29. S. Velten, L. Bocklage, X. Zhang, K. Schlage, A. Panchwanee, S. Sadashivaiah, I. Sergeev, O. Leupold, A.I. Chumakov, O. Kocharovskaya, and R. Rohlsberger, Sci. Adv. **10**, eadn9825 (2024).