

# ВИБРАЦИОННО ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ МЁССБАУЭРОВСКОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ: АНАЛИТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

*И. Р. Хайрулин, Е. В. Радионычев, В. А. Антонов*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

В конце 70-х – начале 90-х годов XX века были обнаружены эффекты когерентного пленения населённостей (КПН) и электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1], [2]. В видимом и ближнем инфракрасном диапазоне частот указанные эффекты нашли многочисленные приложения в прецизионной спектроскопии, хронометрии, магнитометрии и квантовых информационных технологиях. В диапазоне жёсткого рентгеновского / гамма-излучения с энергией фотонов 10–100 кэВ реализация ЭИП и КПН на сегодняшний день не представляется возможной в виду отсутствия когерентных источников излучения достаточной интенсивности. Однако, в данном спектральном диапазоне возможна реализация эффекта вибрационно-индуцированной прозрачности (ВИП) [3], который может стать альтернативой ЭИП и КПН в рентгеновском / гамма-диапазоне.

Эффект ВИП заключается в уменьшении поглощения резонансного электромагнитного излучения в двухуровневой среде, совершающей акустические колебания вдоль направления распространения излучения. Механические колебания поглотителя приводят к модуляции частоты резонансного квантового перехода ядер среды вследствие эффекта Доплера и обогащению спектра резонансной поляризации среды комбинационными частотами, отстоящими друг от друга на частоту колебаний поглотителя. В случае квазимонохроматического падающего излучения, варьируя амплитуду колебаний, можно свести к минимуму резонансный отклик среды, а увеличивая частоту колебаний, добиться пренебрежимо слабого резонансного поглощения поля.

Данная работа посвящена исследованию возможностей реализации эффекта ВИП в мёссбауэровском поглотителе  $^{57}\text{Fe}$  для гамма-излучения с энергией фотонов 14,4 кэВ. Эксперимент по наблюдению ВИП рассматриваемого поглотителя для излучения радиоактивного мёссбауэровского источника  $^{57}\text{Co}$  может быть выполнен в двух вариантах:

а) с использованием метода стробирования, когда происходит отбор детектируемых фотонов с привязкой к определённой начальной фазе колебаний поглотителя [4],

б) без использования стробирования, когда статистика фотонов формируется за счёт всех детектируемых фотонов.

При использовании мёссбауэровского радиоактивного источника гамма-излучения второй вариант, как правило, требует существенно меньшего времени сбора данных по сравнению с первым.

В то же время, при использовании, так называемого, синхротронного мёссбауэровского источника фотонов [5], [6] можно реализовать первый вариант эксперимента, не прибегая к стробированию вследствие периодичности следования импульсов излучения. При этом постановка эксперимента также не потребует много времени. Далее последовательно рассмотрим особенности обеих постановок эксперимента.

Рассмотрим колебания поглотителя как целого вдоль направления распространения излучения, так что координаты ядер в лабораторной системе отсчёта (ось  $z$ ) и в системе отсчёта поглотителя (ось  $z_a$ ) связаны соотношением

$$z_a = z + R \cdot \sin(\Omega t + \vartheta_0), \quad (1)$$

где ось  $z$  направлена вдоль направления распространения гамма-излучения,  $R$  – амплитуда колебаний поглотителя,  $\Omega/(2\pi)$  – частота колебаний, а  $\vartheta_0$  – начальная фаза колебаний. Рассмотрим случай использования привязки измерений к начальной фазе колебаний поглотителя  $\vartheta_0$ . Как показано в работе [7] в системе отсчёта, связанной с вибрирующим поглотителем, электрическое поле фотона на выходе из резонансного мёссбауэровского поглотителя можно представить в виде интеграла свёртки поля фотона, падающего на поглотитель  $E_s(\tau_a) = E_0\theta(\tau_a)\exp\{-i(\omega_s + \Gamma_s/2)\tau_a + ip\sin(\Omega\tau_a + \vartheta_0)\}$ , и передаточной функции отклика поглотителя  $a(\tau_a)$ :

$$E_{out}(\tau_a) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\tau_a - \tau_a') E_s(\tau_a') d\tau_a', \quad (2)$$

в котором

$$a(\tau_a) = e^{-T_e/2} \times \left[ \delta(\tau_a) - \frac{T_M \gamma_a}{2} e^{-i(\omega_a + \gamma_a)\tau_a} \frac{J_1\left(2\sqrt{\frac{T_M \gamma_a}{2}} \tau_a\right)}{\sqrt{\frac{T_M \gamma_a}{2}} \tau_a} \theta(\tau_a) \right], \quad (3)$$

где  $\tau_a = t - z/c$  – локальное время в системе отсчёта фотона, прошедшее с момента формирования возбуждённого состояния ядра источника;  $p = 2\pi R/\lambda_s$  – индекс модуляции (нормированная на длину волны резонансного излучения,  $\lambda_s$ , амплитуда колебаний поглотителя);  $T_M$  – мёссбауэровская толщина поглотителя,  $T_e$  – декремент фотоэлектронного поглощения, характеризующий нерезонансные потери поля. В случае поглотителя из нержавеющей стали, представляющего из себя соединение Fe:Cr:Ni в процентном соотношении 70:19:11, и 90 % обогащённого резонансными ядрами  $^{57}\text{Fe}$   $T_e = T_M/180$ .  $\Gamma_s = 1/T_s$  – ширина спектральной линии источника,  $T_s = 141$  нс – естественное время жизни возбуждённого состояния излучающего ядра;  $\omega_s$  – центральная частота источника (соответствующая длине волны  $\lambda_s = 2\pi c/\omega_s = 0,86$  Å);  $\omega_a$  и  $\gamma_a$  – резонансная частота и полуширина спектральной линии поглотителя, соответственно, при чём, так как поглотитель и источник резонансно взаимодействуют на одном и том же переходе, можно положить  $\gamma_a = \Gamma_s/2$ .

В работе [3] показано, что необходимыми условиями наблюдения вибрационно-индуцированной прозрачности являются:

- равенство центральной частоты источника и резонансной частоты поглотителя  $\omega_s = \omega_a \equiv \omega$ ,
- значение индекса модуляции  $p = 2, 4$ , соответствующее первому нулю функции Бесселя нуле-

вого порядка:  $J_0(2, 4) \approx 0$ . С учётом этих условий электрическое поле гамма-фотона на выходе из резонансного поглотителя после некоторых преобразований примет вид:

$$E_{out}(\tau_a) = E_0 \theta(\tau_a) e^{-(i\omega + \Gamma_s/2)\tau_a} e^{-T_e/2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(p) e^{in(\Omega\tau_a + \vartheta_0)} \times \left[ 1 - \int_0^{\sqrt{T_M \Gamma_s \tau_a}} J_1(x) \exp\left\{-\frac{i n \Omega x^2}{T_M \Gamma_s}\right\} dx \right]. \quad (4)$$

Согласно (4) электрическое поле фотона на выходе из поглотителя в вибрирующей системе отсчёта можно представить в виде совокупности спектральных компонент с амплитудами, пропорциональными  $J_n(p)$ , отстоящих друг от друга на частоту колебаний поглотителя  $\Omega$  (рис. 1). Отсюда видно, что при значении индекса модуляции  $p = 2, 4$  в спектре падающего поля отсутствует центральная компонента с номером  $n = 0$ , которая находится в резонансе с поглотителем. Тем самым резонансное взаимодействие поля фотона с поглотителем практически отсутствует. Однако вследствие конечной величины ширины спектральных линий поглотителя и источника при конечном значении частоты колебаний происходит частичное перекрытие крыльев этих спектральных линий. Из-за этого в волновой форме фотона,

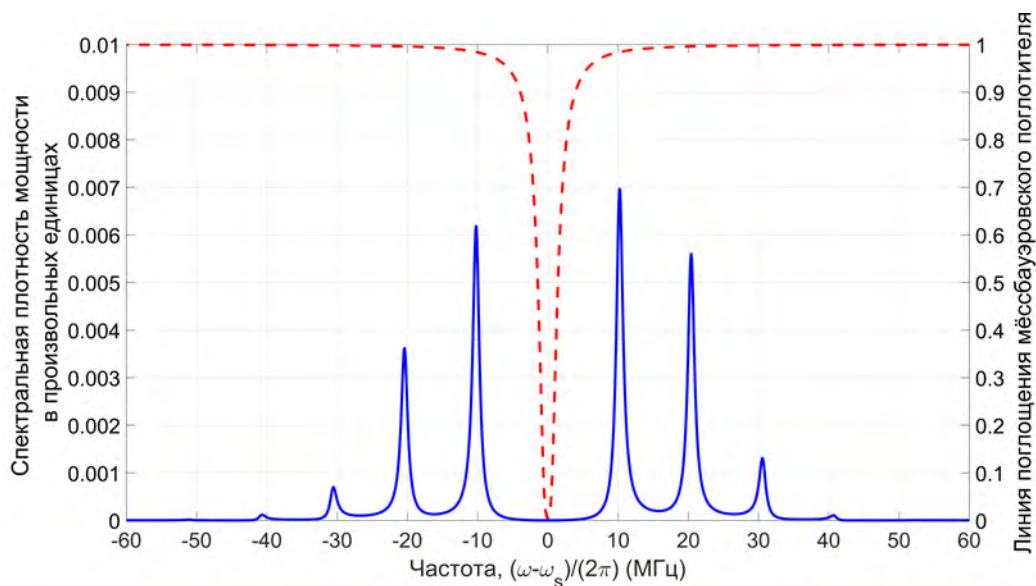


Рис. 1. Спектр поля фотона на выходе из резонансного поглотителя с мёссбауэровской толщиной  $T_M = 5, 2$  в системе отсчёта, связанной с поглотителем, который совершает гармонические колебания вдоль направления распространения фотона с частотой 10,2 МГц и амплитудой  $3 \cdot 10^{-11}$  м, соответствующей индексу модуляции  $p = 2, 4$  (сплошная кривая относится к левой вертикальной оси) и спектральная линия поглощения (коэффициент пропускания) мёссбауэровского поглотителя, который настроен в резонанс с частотой поля фотона (пунктирная кривая относится к правой вертикальной оси)

представляющей собой временную зависимость вероятности детектирования фотона, пропорциональную интенсивности поля фотона

$$I_{out}(\tau_a) = c |E_{out}(\tau_a)|^2 / (8\pi),$$

возникают искажения, приводящие к модификации волновой формы падающего на поглотитель фотона:

$$I_s(\tau_a) = I_0 \exp\{-\Gamma_s \tau_a\}.$$

При достаточно высокой частоте колебаний поглотителя, когда  $T_M \Gamma_s / \Omega \ll 1$ , можно произвести оценку входящего в (4) интеграла и, после перегруппировки слагаемых, получить следующее выражение для поля гамма-фотона на выходе из резонансного поглотителя:

$$E_{out}(\tau_a) \approx E_0 \theta(\tau_a) e^{-(i\omega + \Gamma_s/2)\tau_a} e^{-T_e/2} \times$$

$$\times \left\{ \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} J_n(2,4) \left( 1 + \frac{i T_M \Gamma_s}{2 n \Omega} \right) e^{in(\Omega \tau_a + \vartheta_0)} - \right.$$

$$\left. - \frac{i T_M \Gamma_s}{2 \Omega} \frac{J_1(\sqrt{T_M \Gamma_s \tau_a})}{\sqrt{T_M \Gamma_s \tau_a}} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \frac{J_n(2,4)}{n} e^{in \vartheta_0} \right\}. \quad (5)$$

Из полученного выражения (5) видно, что влияние поглотителя сводится к двум эффектам:

а) фаза и амплитуда каждой спектральной компоненты падающего поля вследствие влияния крыльев спектральной линии поглотителя изменяется, что описывается добавочным членом  $i T_M \Gamma_s / (2 n \Omega)$ ;

б) появляется когерентно рассеянное поле на резонансной частоте, которое возникает вследствие

интерференции крыльев спектральных компонент поля падающего фотона в системе отсчета вибрирующего поглотителя.

Очевидно, что для уменьшения искажений поля фотона вследствие резонансного взаимодействия с поглотителем необходимо уменьшить величину этих добавочных членов.

Обращает на себя внимание тот факт, что когерентно рассеянное поле на частоте резонанса может быть равным нулю. Связано это с тем, что при определенном значении начальной фазы колебаний поглотителя происходит деструктивная интерференция амплитуд возбуждения поглотителя спектральными компонентами поля фотона, что продемонстрировано на рис. 2, на котором представлена зависимость амплитуды когерентно рассеянного резонансного поля на выходе из вибрирующего поглотителя:

$$A_0 = \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} J_n(2,4) e^{in \vartheta_0} / n.$$

Видно, что при начальной

фазе колебаний поглотителя  $\vartheta_0 = \pi/2$  амплитуда этого поля обращается в нуль. Рис. 3 наглядно демонстрирует уменьшение искажений волновой формы фотона при оптимальном выборе начальной фазы колебаний.

Дальнейшее уменьшение влияния поглотителя может быть реализовано только с уменьшением отношения  $T_M / \Omega$ . Это означает, что величина искажений, которую можно определить как максимальное отклонение волновой формы выходного фотона от экспоненциальной временной зависимости  $\Delta(\Omega, T_M, \vartheta_0) = \max \{ I_{out}(\tau_a) / I_0 - e^{-(T_e + \Gamma_s \tau_a)} \}$ , остается неизменной при пропорциональном увели-

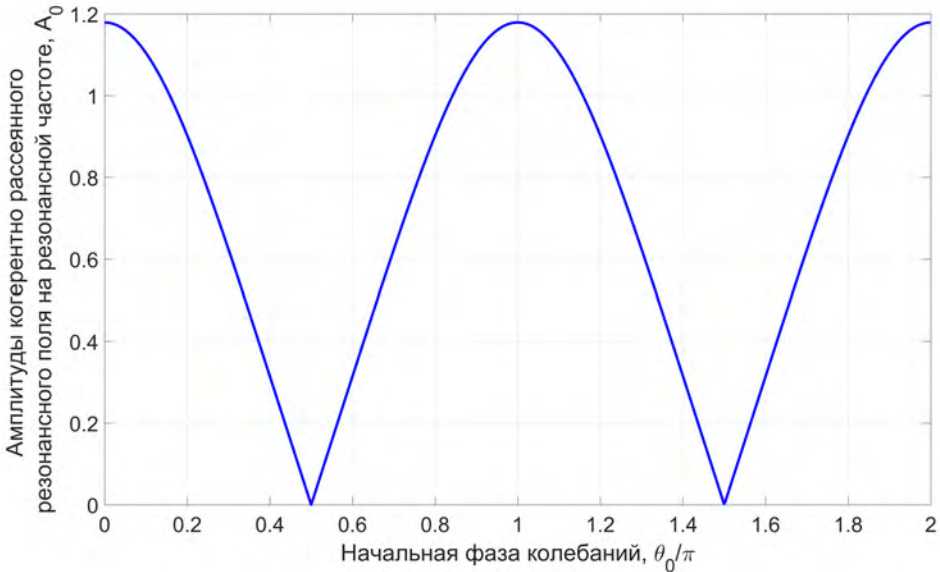


Рис. 2. Зависимость амплитуды когерентно рассеянного поля на частоте резонанса  $\omega_s = \omega_a$  от начальной фазы колебаний поглотителя

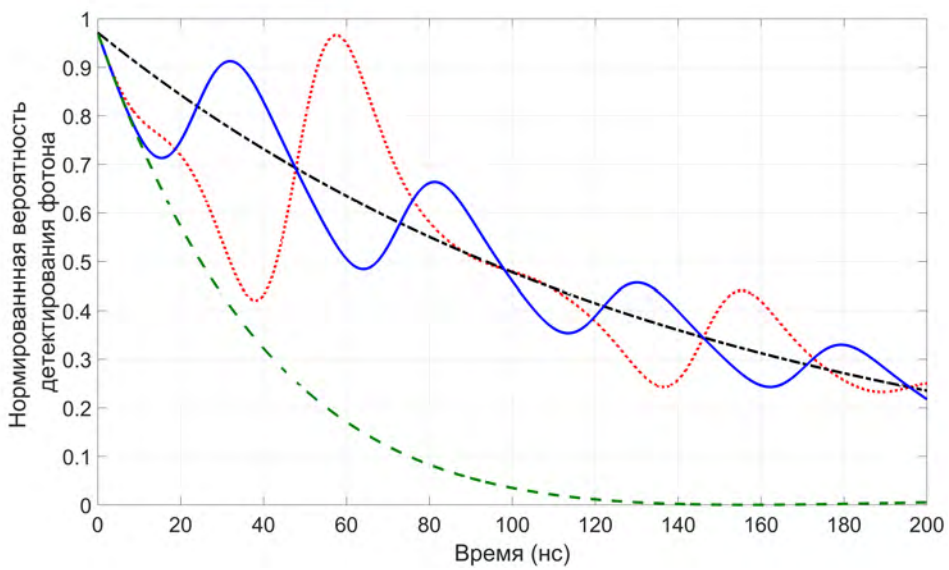


Рис. 3. Временная зависимость нормированной вероятности детектирования фотона на выходе из резонансного поглотителя с мёссбауэровской толщиной  $T_M = 5,2$ : сплошная кривая соответствует оптимальному значению начальной фазы колебаний  $\vartheta_0 = \pi/2$ ; точечная кривая описывает случай  $\vartheta_0 = 0$ ; штрихпунктирная кривая описывает волновую форму падающего фотона; пунктирная кривая соответствует волновой форме резонансно поглощённого фотона на выходе из покоящегося поглотителя с тем же значением мёссбауэровской толщины  $T_M = 5,2$ . Поглотитель совершает гармонические колебания с частотой 10,2 МГц; индекс модуляции  $p = 2, 4$

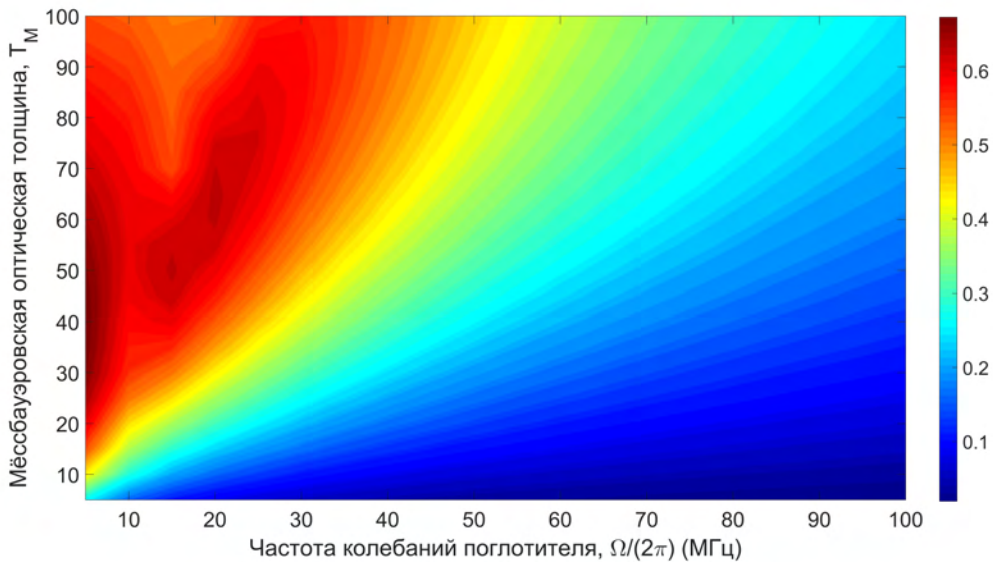


Рис. 4. Зависимость искажений волновой формы гамма-фотона  $\Delta(\Omega, T_M, \vartheta_0)$  на выходе из осциллирующего резонансного поглотителя в условиях эффекта ВИП. Индекс модуляции  $p = 2, 4$ , начальная фаза колебаний  $\vartheta_0 = \pi/2$

чений оптической толщины поглотителя и частоты его колебаний. Такая же зависимость наблюдается при анализе точного решения (4). На рис. 4 представлена зависимость  $\Delta(\Omega, T_M, \vartheta_0 = \pi/2)$ , по которой видно, что в области малых значений  $T_M/\Omega$  наблюдаются линии уровня типа прямых, на которых величина искажений волновой формы оказывается одинаковой. Это позволяет ожидать, что эффект

ВИП можно наблюдать в толстом поглотителе при достаточно высокой частоте его колебаний. На сегодняшний день экспериментально достижимой частотой колебаний поглотителя является 970 МГц, которую можно получить, используя алмазный пьезопреобразователь [8]. В то же время, второпластовые пьезопреобразователи позволяют получить частоту гармонических колебаний вплоть до 24 ГГц [9]. Это позволяет обеспечить практически полную резо-

нансную прозрачность используемых в экспериментах поглотителей ( $\Delta(\Omega, T_M, \vartheta_0 = \pi/2) < 10^{-3}$  для  $T_M \approx 100$ ).

Перейдём теперь ко второму варианту постановки эксперимента, когда привязка к начальной фазе колебаний поглотителя не производится. В этом случае волновую форму фотона на выходе из резонансного поглотителя необходимо усреднить по начальной фазе колебаний, равномерно распределённой в интервале от 0 до  $2\pi$ . Связано это с тем, что в рассматриваемом случае фронту волновой формы спонтанно излученного фотона соответствует случайный момент времени, а значит и случайная начальная фаза колебаний поглотителя. Таким образом, волновую форму фотона в этом случае можно описать следующим образом:

$$\langle I_{out}(\tau_a) \rangle_{\vartheta_0} = \frac{c}{8\pi} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |E_{out}(\tau_a)|^2 d\vartheta_0. \quad (6)$$

Подставляя в (6) выражение для поля фотона на выходе из поглотителя (4) и используя соотношение  $\int_0^{2\pi} e^{i(n-k)\vartheta_0} d\vartheta_0 = 2\pi\delta_{nk}$ , где  $\delta_{nk}$  – символ Кронекера, после некоторых преобразований получим:

$$\langle I_{out}(\tau_a) \rangle_{\vartheta_0} = I_0 \theta(\tau_a) e^{-(T_e + \Gamma_s \tau_a)} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(p) \left| 1 - \int_0^{\sqrt{T_M \Gamma_s \tau_a}} J_1(x) e^{-\frac{in\Omega x^2}{T_M \Gamma_s}} dx \right|^2. \quad (7)$$

Будем полагать, что частота колебаний поглотителя велика так, что  $T_M \Gamma_s / \Omega \ll 1$ . Тогда интеграл под модулем в (7) можно оценить также, как это было сделано в (5), и, оставляя линейные слагаемые относительно малого параметра  $T_M \Gamma_s / \Omega$ , получим следующее выражение для усреднённой по начальной фазе колебаний волновой формы выходного фотона:

$$\langle I_{out}(\tau_a) \rangle_{\vartheta_0} = I_0 \theta(\tau_a) e^{-(T_e + \Gamma_s \tau_a)} \times \left\{ 1 - \frac{2T_M \Gamma_s}{\Omega} \cdot \frac{J_1(\sqrt{T_M \Gamma_s \tau_a})}{\sqrt{T_M \Gamma_s \tau_a}} \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2(p) \frac{\sin(n\Omega \tau_a)}{n} \right\}. \quad (8)$$

На рис. 5 представлена волновая форма фотона на выходе из поглотителя, посчитанная с помощью решения (7) и (8) при экспериментально достижимых значениях параметров [4]:  $T_M = 5, 2$ ,  $\Omega/(2\pi) = 10, 2$  МГц. Видно хорошее согласие между этими решениями. А значит, можно утверждать, что в данной постановке эксперимента по наблюдению эффекта вибрационно индуцированной прозрачности единственным способом уменьшения искажений волновой формы фотона является уменьшение отношения  $T_M \Gamma_s / \Omega$ .

## Заключение

В настоящей работе рассмотрены основные особенности эффекта вибрационно индуцированной

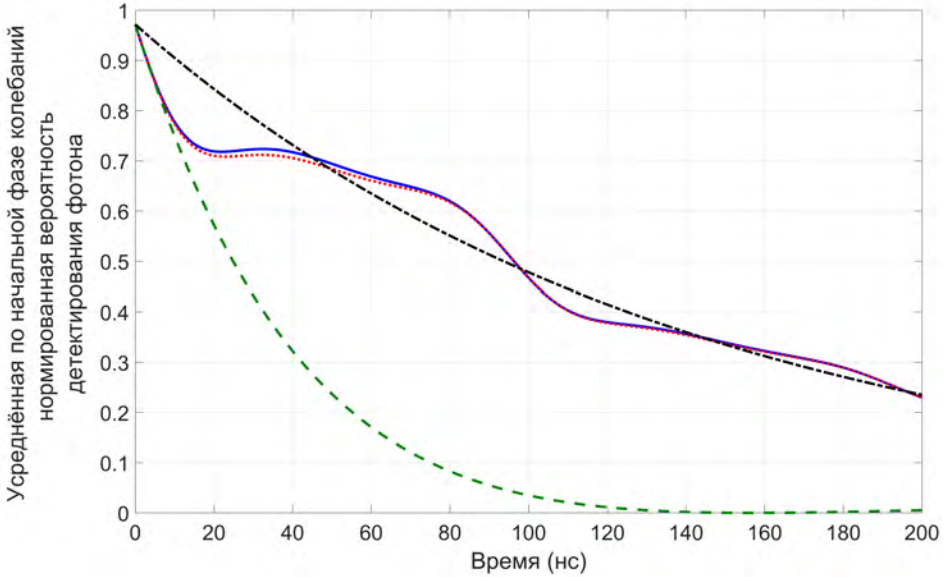


Рис. 5. Временная зависимость вероятности детектирования фотона в случае постановки эксперимента без стробирования: сплошная кривая соответствует точному решению (7), вычисленному при  $T_M = 5, 2$ ,  $\Omega/(2\pi) = 10, 2$  МГц,  $p = 2, 4$ ; точечная кривая описывает аналитическое решение (8) при тех же значениях параметров; штрихпунктирная кривая соответствует случаю волновой формы фотона на входе в поглотитель; пунктирная линия представляет собой волновую форму фотона в случае покоящегося поглотителя, той же толщины

прозрачности в мёссбауэровском поглотителе  $^{57}\text{Fe}$  для гамма-излучения с энергией фотонов 14,4 кэВ в рамках двух возможных постановках эксперимента:

а) с использованием метода стробирования при детектировании фотонов на выходе из поглотителя,

б) без стробирования. На основе численного и аналитического исследований показано, что вследствие конечности ширины спектральных линий источника и поглотителя экспоненциально затухающая волновая форма падающего на поглотитель фотона искажается, приобретая амплитудную модуляцию. При обеих постановках эксперимента величина искажений уменьшается при уменьшении отношения  $T_M/\Omega$ , посредством увеличения частоты колебаний поглотителя и/или уменьшения его мёссбауэровской толщины. Кроме того, в случае измерения волновой формы фотона с привязкой к определённой начальной фазе колебаний (с использованием стробирования) существует оптимальное значение начальной фазы колебаний  $\vartheta_0 = \pi/2$ , при котором искажения волновой формы фотона оказываются минимальными в силу того, что когерентно рассеянное поле на частоте резонанса, возникающее вследствие перекрытия крыльев спектральных компонент равно нулю.

### Литература

1. Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour // *Il Nuovo Cimento B*. 1976, Vol. 36, N 1, P. 5-20;

2. Harris S.E., Field J.E., Imamoğlu A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency // *Phys. Rev. Lett.* 1990, Vol. 64, N 10, P. 1107;

3. Radeonychev Y.V., Tokman M.D., Litvak A.G., Kocharovskaya O.A. Acoustically induced transparency in optically dense resonance medium // *Phys. Rev. Lett.* 2006, Vol. 96, N 9, P. 093602;

4. Vagizov F.G., Antonov V.A., Radeonychev Y.V., Shakhmuratov R.N., Kocharovskaya O.A. Coherent control of the waveforms of recoilless  $\gamma$ -photons // *Nature*. 2014, Vol. 508, N 7494, P. 80-83;

5. Mitsui T., Masuda R., Seto M., Hirao N. Variable-bandwidth  $^{57}\text{Fe}$  Synchrotron Mössbauer Source // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2018, Vol. 87, N 9, P. 093001;

6. Potapkin V., Chumakov A.I., Smirnov G.V., Ruffer R., McCammon C., and Dubrovinsky L. Angular, spectral, and temporal properties of nuclear radiation from a  $^{57}\text{Fe}$  synchrotron Mossbauer source // *Phys. Rev. A*. 2012, Vol. 86., N , P. 053808;

7. Ikonen E., Heliöstö P., Katila T., Riski K. Coherent transient effects due to phase modulation of recoilless  $\gamma$  radiation // *Phys. Rev. A*. 1985, Vol. 32, N 4, P. 2298-2315;

8. Sorokin B.P., Kvashnin G.M., Volkov A.P., Bor-mashov V.S., Aksenkov V.V., Kuznetsov M.S., Gordееv G.I., Telichko A.V. AlN/single crystalline diamond piezoelectric structure as a high overtone bulk acoustic resonator // *Appl. Phys. Lett.* 2013, 102, 113507;

9. Ambrosy A., Holdik K. Piezoelectric PVDF films as ultrasonic transducers // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 1984, Vol. 17, N 10, P. 856.