

## ПОДАВЛЕНИЕ НЕУПРУГОГО КОГЕРЕНТНОГО МЕССБАУЭРОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СКОЛЬЗЯЩИХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ

В.А.Беляков<sup>1)</sup>

*Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау РАН  
117334 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 июня 1998 г.

Теоретически исследовано неупругое когерентное мессбауэровское рассеяние (НКМР) синхротронного излучения (СИ) на изотопной границе (плоской границе раздела двух областей вещества, отличающихся концентрацией мессбауэровского изотопа) в области скользких углов падения пучка СИ. Выявлены качественные особенности НКМР по сравнению с традиционной оптикой в области малых углов скольжения пучка СИ. В частности, показано, что для НКМР на изотопной границе вместо известного в оптике явления полного внешнего (внутреннего) отражения проявляется полное подавление отражения НКМР при углах скольжения пучка СИ, меньше критического, а вблизи критического угла проявляется максимум прохождения и отражения на выделенных частотах НКМР.

PACS: 41.60.Ap, 76.80.+y

**Введение.** Недавние достижения мессбауэровской спектроскопии с применением синхротронного излучения (СИ) в области исследования фоновых спектров конденсированных сред [1–3] делают актуальным детальные исследования мессбауэровской оптики синхротронного излучения. Специальный интерес представляет неупругое когерентное мессбауэровское рассеяние (НКМР) СИ, в частности, рассеяние вперед, теоретическому исследованию которого была посвящена работа [4]. В этой работе было показано, что особый интерес для мессбауэровской оптики СИ представляет НКМР, на первом этапе которого, резонансном ядерном поглощении кванта СИ, процесс поглощения сопровождается испусканием или поглощением фонона кристаллической решетки, а второй этап рассеяния, то есть переизлучения кванта, происходит без отдачи, а именно, без поглощения или испускания фононов. Этот канал НКМР приводит к накачке излучения из широкой линии СИ в узкую линию мессбауэровского излучения.

Изотопная граница (ИГ) является удобным объектом для исследования мессбауэровского рассеяния СИ. Дело в том, что для излучения, не испытывающего резонансного взаимодействия с мессбауэровскими ядрами, эта граница просто не проявляется в оптических свойствах, так как оптические характеристики вещества, определяемые взаимодействием излучения с электронами, тождественны по обе стороны ИГ. И только для узкой спектральной полосы СИ вблизи частоты мессбауэровского перехода, в которой существенно резонансные взаимодействия СИ с мессбауэровскими ядрами, ИГ разделяет пространственные области вещества с отличающимися оптическими характеристиками. В этой спектральной области в НКМР проявляются все оптические явления, известные в оптике для диэлектрической границы. Поэтому оптика ИГ представляет интерес для экспериментов по изучению взаимодействия СИ с мессбауэровскими ядрами [5], в частности по мессбауэровской фильтрации СИ,

<sup>1)</sup> e-mail: bel@landau.ac.ru

так как позволяет избавиться от фона, обусловленного взаимодействием СИ с электронами вещества.

Настоящее сообщение посвящено анализу оптических характеристик НКМР на изотопной границе в области ПВО, то есть в области скользящих углов падения пучка СИ на ИГ. Основное внимание уделяется рассмотрению компоненты НКМР, отвечающей акту резонансного ядерного рассеяния квантов СИ, в котором рождение или уничтожения фононов кристаллической решетки происходит на стадии поглощения первичного кванта, а стадия переизлучения кванта ядром проходит без участия фононов. Показано, что оптика НКМР в области скользящих углов падения пучка СИ качественно отличается от традиционной оптики. В отличие от нее в области скользящих углов падения СИ в случае НКМР реализуется подавление отражения НКМР, а также подавление преломленного распространяющегося за ИГ пучка НКМР, причем угловые области подавления отражения и распространения пучка НКМР за ИГ в общем случае не совпадают.

**Основные уравнения.** Рассмотрим процессы НКМР в ходе распространения импульса СИ в образце, содержащем ядра мессбауэровского изотопа, то есть процессы ядерного резонансного рассеяния, сопровождаемые рождением или уничтожением фононов кристаллической решетки. Генерация НКМР описывается неоднородным уравнением Максвелла [4]:

$$-\text{rotrot}\mathbf{E}_1 = c^{-2}(\epsilon_0 + \epsilon_1)\partial^2\mathbf{E}_1/\partial t^2 + \chi^N\mathbf{E}_0(\omega_s, z)\delta(z - v_g t), \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость в отсутствие ядерного взаимодействия и  $\epsilon_1$  – добавка к диэлектрической проницаемости, обусловленная ядерным взаимодействием,  $\chi^N$  – аналог известной из нелинейной оптики нелинейной восприимчивости [4],  $\omega_s$  – частота СИ,  $v_g$  – групповая скорость импульса СИ и  $z$  – координата в направлении распространения импульса, а электромагнитное поле в образце представлено как сумма двух компонент  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$ , где  $\mathbf{E}_0$  – невозмущенное поле СИ, а  $\mathbf{E}_1$  – возмущение, обусловленное взаимодействием СИ с мессбауэровскими ядрами. Далее при решении (1) будем считать, что с отдачей происходит только процесс поглощения первичного кванта СИ, а переизлучение вторичных квантов ядрами происходит без отдачи.

Чтобы описать НКМР на ИГ или на пластине, ограниченной двумя ИГ, необходимо, чтобы решения (1) удовлетворяли граничным условиям на ИГ или двух ИГ в случае пластины ( см. рис.1). Предполагая для простоты, что с одной из сторон ИГ-нулевая концентрация мессбауэровского изотопа, решение для поля НКМР будем искать в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r \exp(i\mathbf{k}_r \mathbf{r}) \text{ при } z > 0, \quad \epsilon_1 = 0; \\ \mathbf{E}_t \exp(i\mathbf{k}_t \mathbf{r}) \text{ при } z < -L, \quad \epsilon_1 = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_p \exp(i\mathbf{k}_p \mathbf{r}) + \mathbf{E}_f] \exp(i\mathbf{k}_f \mathbf{r}) + \mathbf{E}_{2r} \exp(i\mathbf{k}_{2r} \mathbf{r}) \text{ при } 0 > z > -L, \quad \epsilon_1 \neq 0,$$

где  $\mathbf{k}_r$  и  $\mathbf{k}_t$  – волновые векторы отраженных и прошедших через пластину квантов НКМР,  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_{2r}$  – волновые векторы в пластине прошедшего пучка и отраженного от второй ИГ,  $\mathbf{k}_p$  – волновой вектор в частном решении неоднородного уравнения (1) и  $\mathbf{E}_r$ ,  $\mathbf{E}_t$ ,  $\mathbf{E}_p$ ,  $\mathbf{E}_f$ ,  $\mathbf{E}_{2r}$  – амплитуды соответствующих плоских волн [4]. Модули же волновых векторов определяются частотой квантов НКМР и диэлектрической проницаемостью [4]:

$$k_r = k_t = (\omega/c)(\epsilon_e)^{1/2}, \quad k = k_{2r} = (\omega/c)(\epsilon_M)^{1/2}, \quad k_p = (\omega/c)(\epsilon_e)^{-1/2}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_M$  и  $\epsilon_e$  – диэлектрические проницаемости для частот излучения в области мессбауэровского резонанса со стороны ИГ, содержащей мессбауэровский изотоп и со стороны ИГ, не содержащей мессбауэровского изотопа.

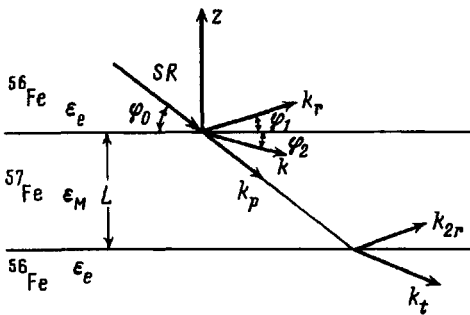


Рис.1. К геометрии НКМР на изотопной границе

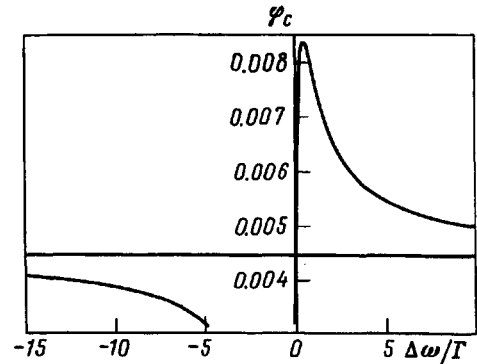


Рис.2. Рассчитанная частотная зависимость критического угла преломления  $\varphi_c$  (радианы): горизонтальная линия соответствует  $\varphi_s$ .

**Граничные условия.** Граничные условия на волновые векторы приводят к тому, что тангенциальные составляющие всех волновых векторов одинаковы и выражаются через угол скольжения пучка СИ как  $k_p \cos \varphi_0$  (см. рис.1).

Граничные условия на электрические и магнитные поля в случае линейной поляризации волн, ортогональной плоскости рассеяния, приводят к следующей системе уравнений на амплитуды волн:

$$\mathbf{E}_p + \mathbf{E}_f + \mathbf{E}_{2r} = \mathbf{E}_r,$$

$$\mathbf{k}_{pz} \mathbf{E}_p + \mathbf{k}_z \mathbf{E}_f + \mathbf{k}_{2rz} \mathbf{E}_{2r} = \mathbf{k}_{rz} \mathbf{E}_r, \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_p \exp(i\mathbf{k}_{pz}L) + \mathbf{E}_f \exp(i\mathbf{k}_zL) + \mathbf{E}_{2r} \exp(i\mathbf{k}_{2rz}L) = \mathbf{E}_t \exp(i\mathbf{k}_{tz}L),$$

$$\mathbf{k}_{pz} \mathbf{E}_p \exp(i\mathbf{k}_{pz}L) + \mathbf{k}_z \mathbf{E}_f \exp(i\mathbf{k}_zL) + \mathbf{k}_{2rz} \mathbf{E}_{2r} \exp(i\mathbf{k}_{2rz}L) = \mathbf{k}_{tz} \mathbf{E}_t \exp(i\mathbf{k}_{tz}L),$$

где индекс  $z$  отмечает нормальные составляющие волновых векторов.

**Изотопная граница.** Для описания НКМР на ИГ достаточно воспользоваться первой парой уравнений системы (4), положив в ней амплитуду  $\mathbf{E}_{2r}$  равной нулю. Из граничных условий на волновые векторы вытекает следующее выражение (см. рис.1) для угла "отражения" НКМР:

$$\cos \varphi_1 = \cos \varphi_0 / \epsilon_e, \quad (5)$$

и угла преломления  $\varphi_2$ :

$$\cos \varphi_2 = (\epsilon_e \epsilon_M)^{-1/2} \cos \varphi_0. \quad (6)$$

Рассмотрим приведенные выражения для предельно малых углов скольжения первичного пучка СИ.

Поскольку знаменатель выражения (5), то есть  $\epsilon_e$ , меньше единицы, то всегда существует некоторое критическое значение угла скольжения пучка СИ  $\varphi_s$ , при котором  $\varphi_1 = 0$ , а именно отраженный пучок НКМР распространяется вдоль ИГ, а при углах скольжения  $\varphi_0$  меньше критического  $\varphi_s$  отраженного от ИГ пучка НКМР нет.

Поскольку знаменатель выражения (6), то есть  $(\epsilon_e \epsilon_M)^{1/2}$ , за исключением, может быть, частот, близких к резонансной мессбауэровской частоте, меньше единицы, то существует некоторое критическое значение угла скольжения пучка СИ  $\varphi_c$ , при котором  $\varphi_2 = 0$ , а именно, преломленный пучок НКМР распространяется вдоль ИГ, а при углах скольжения  $\varphi_0$  меньше критического  $\varphi_c$ , преломленного на ИГ пучка НКМР нет.

Из (5) и (6) для критических углов по отражению и преломлению НКМР имеем:

$$\cos \varphi_s = \varphi_e; \quad \varphi_s = [2(1 - \epsilon_e)]^{1/2} = (\omega_p/\omega)^{1/2}, \quad (7)$$

$$\cos \varphi_c = (\epsilon_e \epsilon_M)^{1/2}; \quad \varphi_c = (2(1 - (\epsilon_e \epsilon_M)^{1/2}))^{1/2}, \quad (8)$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота.

Таким образом, в области малых углов скольжения пучка СИ, которая для традиционной оптики соответствует обычно явлению ПВО, поведение НКМР совершенно отлично от ПВО. А именно, отражение НКМР от ИГ оказывается полностью подавленным, поэтому соответствующей области углов для НКМР отвечает не ПВО, а полное подавление отражения (ППО) и аббревиатуру ПВО было бы правильно заменить на ППО.

В отличие от обычной оптики в случае НКМР угловые области ППО и отсутствия луча, проникающего за ИГ, не совпадают, так как определены различными условиями (см. рис.2). При этом важно, что существование распространяющегося пучка НКМР за ИГ зависит от частоты НКМР. А при достаточно высокой концентрации мессбауэровского изотопа, так что в области частот вблизи мессбауэровской резонансной частоты величина  $(\epsilon_e \epsilon_M)^{1/2}$  может достигать и превосходить единицу, критический угол для распространения НКМР соответствующих частот за ИГ отсутствует, то есть для этих частот пучок НКМР распространяется за ИГ при любых углах падения пучка СИ. В частности, существование распространяющегося за ИГ пучка НКМР только для некоторого интервала частот открывает новые возможности для мессбауэровской фильтрации СИ при скользких углах падения СИ в геометрии на прохождение.

**Толстая пластина.** Представляет интерес угловое распределение отраженного и прошедшего пучков НКМР при скользких углах падения в предельном случае толстой пластины. Под термином "толстый" здесь понимается образец, толщина которого такова, что в нем из-за сильного резонансного ядерного поглощения затухают собственные мессбауэровские решения, однако в связи с гораздо меньшим электронным поглощением интенсивность пучка СИ уменьшается еще не сильно. В этом случае отраженный пучок НКМР на входной поверхности пластины для углов падения  $\varphi_0 > \varphi_s$  описываются формулами для ИГ, которые следуют из (4):

$$Er = E_p \{ [\epsilon_M/\epsilon_e - (\cos \varphi_0/\epsilon_e)^2]^{1/2} - \sin \varphi_0/\epsilon_e \} / \{ [1 - (\cos \varphi_0/\epsilon_e)^2]^{1/2} + [\epsilon_M/\epsilon_e - (\cos \varphi_0/\epsilon_e)^2]^{1/2} \}. \quad (9)$$

Для амплитуды пучка НКМР, прошедшего через выходную поверхность, имеем:

$$\exp(ik_{tz}L)E_t = E_p \{ [\epsilon_M/\epsilon_e - (\cos \varphi_0/\epsilon_e)^2]^{1/2} + \sin \varphi_0/\epsilon_e \} / \{ [1 - (\cos \varphi_0/\epsilon_e)^2]^{1/2} + [\epsilon_M/\epsilon_e - (\cos \varphi_0/\epsilon_e)^2]^{1/2} \}. \quad (10)$$

Из формул (9), (10) следует, что при  $\varphi_0 > \varphi_s$  в непосредственной близости к углу  $\varphi_s$  проявляются острые максимумы интенсивности отраженного и прошедшего через

пластину пучков НКМР (см. ниже рис.3,4). Отметим, что в эксперименте по мессбауэровской фильтрации СИ наблюдался подобный максимум в угловом распределении отраженного пучка [6], не нашедший пока удовлетворительной интерпретации.

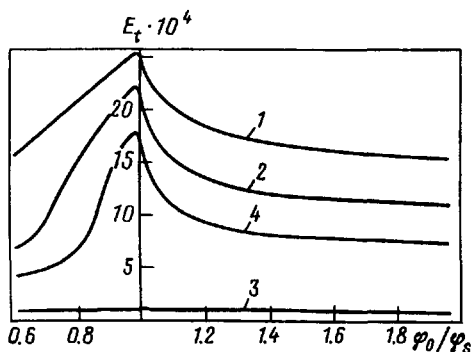


Рис.3. Рассчитанная угловая зависимость амплитуды НКМР (произвольные единицы), прошедшего через толстую пластину для частот НКМР  $\Delta\omega/\Gamma$ , равных: -2 (кривая 1), -5 (кривая 2), 0 (кривая 3), -10 (кривая 4)

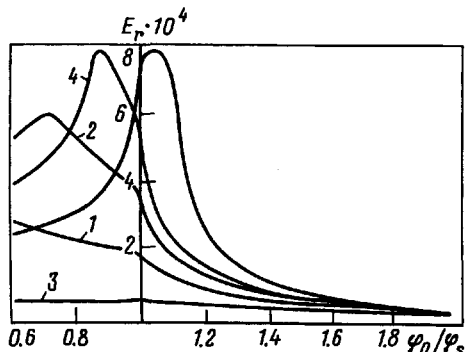


Рис.4. Угловая зависимость амплитуды НКМР (произвольные единицы), отраженного от изотопной границы, для частот НКМР  $\Delta\omega/\Gamma$ , равных: -2 (кривая 1), -5 (кривая 2), 0 (кривая 3), -10 (кривая 4), 10 (кривая 5)

**Результаты расчета.** Качественный анализ явления ППО, выполненный выше, проиллюстрируем результатами численных расчетов. Параметры, использованные в вычислениях, приблизительно соответствуют случаю взаимодействия СИ на ИГ с образцом железа, обогащенным  $^{57}\text{Fe}$  до существенно высокой степени. Соответствующая энергия мессбауэровского перехода равна 14.4 кэВ. В вычислениях использовались следующие значения других параметров:  $\text{Re}(1 - \epsilon_e) = 10^{-5}$ ,  $\text{Im}(1 - \epsilon_e) = 2 \cdot 10^{-7}$ ,  $\text{Max Re}(\epsilon_M - 1) = 10\text{Re}(1 - \epsilon_e)$ .

На рис.2 представлена рассчитанная спектральная зависимость критического угла  $\varphi_c$  для преломления. Рисунок показывает, что для частоты НКМР, ниже резонансной, существует область частот, где критический угол равен нулю, а непосредственно выше резонансной частоты существует приблизительно такой же интервал частот, для которого критический угол преломления заметно превосходит критический угол для отражения. Причем разность соответствующих углов достигает порядка 3 мрад, то есть вполне доступна для экспериментального наблюдения.

На рис.3,4 приведены рассчитанные угловые зависимости амплитуд прошедшей и отраженной волны НКМР (для толстого образца) для нескольких значений частоты НКМР. Представленные кривые демонстрируют, что максимумы интенсивности в проходящем и отраженном пучках НКМР достигаются для углов падения пучка СИ вблизи критического угла на отражение  $\varphi_s$ , величина максимума существенно зависит от частоты, а интенсивность в прямом пучке НКМР оказывается существенно выше, чем в отраженном.

Рис.5 представляет рассчитанное спектральное распределение амплитуды НКМР, прошедшего через толстый слой для трех значений угла падения пучка СИ. Рисунок демонстрирует явление мессбауэровской фильтрации СИ со смещением максимума распределения НКМР от резонансной частоты на несколько энергетических ширин мессбауэровской линии в область частоты фазового синхронизма [4], в которой амплитуда волны НКМР достигает существенного максимума.

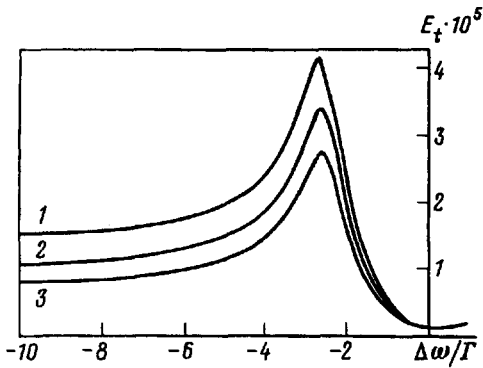


Рис.5. Рассчитанная частотная зависимость амплитуды НКМР (произвольные единицы), прошедшего через толстую пластину, обогащенную мессбауэровским изотопом, для нескольких значений угла скольжения пучка СИ вблизи критического угла отражения (кривая 1 -  $\varphi_0 = 1.01\varphi_s$ ; 2 -  $\varphi_0 = 1.1\varphi_s$ ; 3 -  $\varphi_0 = 1.5\varphi_s$ )

**Заключение.** Выполненный выше анализ подавления отражения НКМР в области скользких углов падения демонстрирует, что это явление доступно экспериментальному наблюдению, так как соответствующие угловые интервалы вполне разрешимы экспериментально. Кроме того, выявленные максимумы НКМР в отражении и особенно на прохождение могут представлять интерес для мессбауэровской фильтрации СИ. Отметим, что для образца в виде пластины при углах скольжения пучка СИ, меньших критического угла на отражение, то есть  $\varphi_0 < \varphi_s$ , прошедший через пластину пучок НКМР отсутствует. Однако если образец выполнен в виде клина с углом раствора, большим, чем критический угол на отражение  $\varphi_s$ , то вплоть до нулевого значения угла скольжения пучка СИ  $\varphi_0$  для выделенных частот НКМР (см.рис.2) существует пучок НКМР, выходящий из образца. Это открывает дополнительные возможности для мессбауэровской фильтрации СИ.

Рассмотренное явление реализуется не только для ИГ, но также и для образца, помещенного в вакуум. Отличие состоит в том, что теперь существует нерезонансное отражение пучка СИ на границах для всех частот, представленных в пучке, которое является источником фона. Кроме того видоизменяется выражение для критического угла на отражение НКМР (для пластины в вакууме  $\cos \varphi_s = \epsilon_e^{1/2}$ ;  $\varphi_s = (1 - \epsilon_e^{1/2})^{1/2} = \omega_p/\omega$ ), который теперь оказывается совпадающим с не связанным с мессбауэровским рассеянием критическим углом ПВО пучка СИ на границе образца с вакуумом.

Автор благодарен С.В.Семенову за обсуждения предмета работы. Настоящая работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-18812 и грантом Российской государственной научной программы Фундаментальная метрология по проекту "Синхротронное излучение".

1. M.Seto, Y.Yoda, S.Kikuta et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3828 (1995).
2. A.I.Chumakov, A.Q.R.Baron, R.Ruffer et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4258 (1996); A.I.Chumakov, R.Ruffer, A.Q.R.Baron et al., Phys. Rev. **B54**, R9596 (1996).
3. B.Fultz, C.C.Ahn, E.E.Alp et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 937 (1997).
4. В.А.Беляков, ЖЭТФ **108**, 741 (1995); Письма в ЖЭТФ **67**, 9 (1998).
5. В.А.Беляков, Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры, М.: Наука, 1988 (V.A.Belyakov, 1992. Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media, Chpt 10, p.333. New York: Springer, дополненный перевод русского издания).
6. A.Q.R.Baron, J.Arthur, S.L.Ruby et al., Phys. Rev. **B50**, R10354 (1994).