

ЧИСТО ЯДЕРНАЯ ДИФРАКЦИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАНСНОМ МНОГОСЛОЙНОМ ЗЕРКАЛЕ

А.И.Чумаков, Г.В.Смирнов, С.С.Андреев¹⁾, Н.Н.Салащенко¹⁾,
С.И.Шинкарев¹⁾

*Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова,
123182, Москва.*

¹⁾*Институт прикладной физики РАН,
603600, Нижний Новгород*

Поступила в редакцию 28 февраля 1992 г.

Проведены исследования, полученной методом магнетронного распыления многослойной структуры $[^{57}\text{Fe}(22)/\text{Sc}(11)/\text{Fe}(22)/\text{Sc}(11)] \cdot 25$. Показано, что в структуре реализуется чисто ядерное отражение γ -излучения, обусловленное различием периодичности электронной плотности и плотности резонансных ядер. Исследованы энергетические и угловые зависимости дифракции γ -лучей в чисто ядерном отражении.

Резонансная дифракция γ -излучения в многослойных синтетических структурах (МСС) привлекает к себе внимание, во-первых, потому что стимулирует дальнейшее развитие физики когерентного взаимодействия излучения с веществом, а во-вторых, в связи с перспективой создания оптических систем для получения γ -пучков высокой степени монохроматизации на источниках синхротронного излучения (СИ). Решение задачи выделения высокомонокроматического излучения из спектра СИ актуально для целей голографии, интерферометрии, а также в плане активно развивающихся в настоящее время работ по исследованию временных характеристик ядерной резонансной флюоресценции¹. Одна из проблем в данной области состоит в выделении компоненты излучения вблизи энергии ядерного перехода с энергетической шириной несколько сотен естественных ширин ядерного уровня, что составляет, например для изотопа ^{57}Fe ($\Gamma_0 = 4,7 \cdot 10^{-9}$ эВ) величину около 1мкэВ. Достигнутые в последние годы большие успехи в технологии изготовления многослойных структур²⁻⁴ позволяют решать эту задачу с помощью МСС.

Привлекательность использования МСС состоит в возможности получения большого межплоскостного расстояния сверхрешетки и следовательно малых значений угла дифракции. При уменьшении угла Брэгга до 1° угловая ширина отражения возрастает до нескольких угловых минут, что много больше характерных величин расходимости пучков СИ. В этих условиях максимальным образом реализуется эффект усиления радиационного канала ядерного рассеяния⁵, который позволяет в условиях коллективного взаимодействия ядерной системы с излучением (например, в условиях дифракции) многократно увеличить ширину ядерного резонанса. Расчет энергетических спектров дифракции γ -излучения в резонансных МСС показывает⁶, что возможно получение отражения в энергетической полосе порядка 1мкэВ. Другой интересной стороной МСС является достаточно свободный выбор элементов структуры, открывающий возможность создания ядерных зеркал для резонансных энергий целого ряда изотопов. Наконец, при изготовлении резонансных МСС возможно формирование требуемой сверхтонкой структуры ядерных уровней путем подбора соответствующего окружения резонансного изотопа.

Рассеяние ядерного γ -излучения в резонансном зеркале было исследовано⁷ на примере МСС $[^{57}\text{Fe}(20)/\text{Sc}(33)] \cdot 20$ (здесь и далее используется обозначение $[A(d_A)/B(d_B)] \cdot N$ для МСС, содержащей N -слоев элементов A и B толщиной

соответственно d_A и d_B Å). В работе изучался энергетический спектр структурно разрешенного отражения, обусловленного рассеянием γ -излучения как на ядерной, так и на электронной системах образца.

Цель настоящей работы состояла в получении чисто ядерной дифракции γ -излучения в МСС. Для этого была изготовлена структура на основе той же пары элементов, но с чередованием изотопного состава железа: $[^{57}\text{Fe}(22)/\text{Sc}(11)/\text{Fe}(22)/\text{Sc}(11)] \cdot 25$. Период изменения плотности резонансных ядер ^{57}Fe этой структуры вдвое больше периода изменения электронной плотности. В подобной ситуации следует ожидать появления брэгговского отражения чисто ядерной природы. Аналогичные исследования были проведены на МСС $[^{57}\text{Fe}_5\text{V}_4\text{C}(39)/^{56}\text{Fe}_5\text{V}_4\text{C}(48)] \cdot 10$.

Образец приготавливался методом магнетронного распыления в среде аргона при давлении $6,0 \cdot 10^{-3}$ торр. На сверхгладкую стеклянную подложку размером 60×30 мм было нанесено попеременно 50 слоев Fe и Sc толщиной соответственно 22,8 и 10,9 Å. Распыление Fe проводилось в режиме постоянного тока, а Sc - в режиме высокочастотного разряда. Слои Fe наносились поочередно обогащенным (95%) и естественным железом. Точность поддержания технологических параметров была не хуже 1%. Особое внимание уделялось равенству толщин обогащенного и естественного железа, так как его нарушение могло привести к появлению нежелательной периодичности электронной плотности с периодом 66 Å. Параметры структуры контролировались на рентгеновском дифрактометре с использованием излучения $\text{CuK}\alpha$ по апробированной ранее методике ⁹.

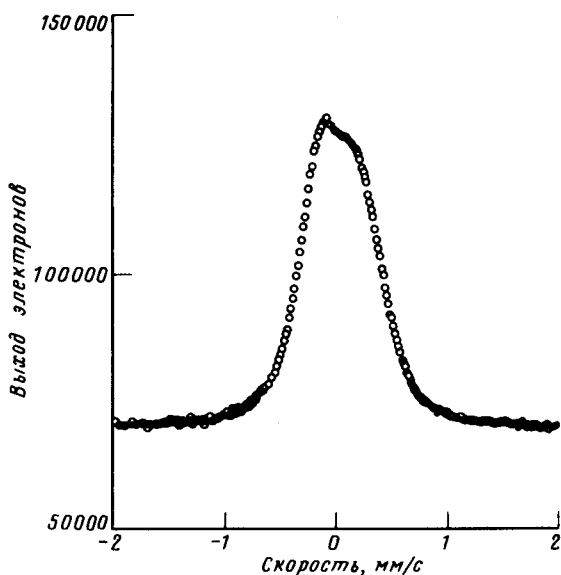


Рис.1. Мессбауэровский спектр конверсионных электронов многослойной структуры.

Сверхтонкая структура ядерных уровней изучалась методом мессбауэровской спектроскопии конверсионных электронов. Использовался газопоточный пропорциональный детектор электронов ¹⁰. Структура ядерных уровней (рис.1) оказалась аналогичной полученной ранее ⁷ для МСС $[^{57}\text{Fe}(20)/\text{Sc}(33)] \cdot 20$. Спектр содержит один асимметричный пик шириной около $8,3\Gamma_0$ ($\Gamma_0 = 0,097$ мм/с). Указанные результаты в совокупности с полученными ранее данными о немагнитности и аморфности слоев железа ⁷ говорят о том, что как это характерно для аморфного сплава $\alpha - \text{Fe}_{90}\text{Sc}_{10}$, спектр представляет собой

суперпозицию нескольких нерасщепленных дублетов ¹¹. Модельные расчеты спектра показали, что ширина распределения сверхтонких параметров невелика, и результат суперпозиции с достаточной точностью можно описать одним асимметричным дублетом. Вид обсуждаемых ниже мессбауэровских спектров дифракции подтверждает это обстоятельство.

Угловые и энергетические характеристики отражения ядерного γ -излучения измерялись на двукристалльном мессбауэровском дифрактометре. Использовался мессбауэровский источник ⁵⁷Co(Cr). Монохроматор Fe(110) обеспечивал угловую коллимацию пучка $\approx 15''$. Угловая кривая отражения γ -излучения от МСС вне резонанса (рис. 2а) содержит след полного внешнего отражения, исчезающий при угле падения $\theta \approx 15'$ и брэгговский пик первого порядка отражения $\theta_{Br} \approx 46'$ шириной $\sim 2,1'$, соответствующий межплоскостному расстоянию 33 \AA . В отличие от нее кривая качания, измеренная в окрестности резонанса (скорость источника равномерно изменялась в диапазоне $\pm 2,0$ мм/с) (рис. 2б), имеет дополнительное отражение шириной $\sim 3,2'$ при вдвое меньшем угле падения $\theta_{Br} \approx 24'$, что соответствует периоду изменения плотности ядер ⁵⁷Fe 66 \AA . Таким образом, дополнительный пик отражения обусловлен чисто ядерным рассеянием. (Недавно ядерные рефлексы в МСС были обнаружены при дифракции нейтронов ^{2,12}).

Соотношение измеренных интенсивностей в чисто ядерном и структурно разрешенном пиках (рис. 2б) не отражает соотношения коэффициентов отражения, поскольку поперечный размер пучка γ -квантов ($0,6$ мм) был относительно велик и в угловом положении чисто ядерного рассеяния часть излучения не попадала на образец. Расчет значений коэффициентов отражения с учетом этого обстоятельства дает 10 и 8% для чисто ядерного и структурно разрешенного пиков соответственно.

Малая интенсивность γ -излучения не дает возможности точно оценить степень запрещенности электронного рассеяния в чисто-ядерном пике. Возможными источниками электронного вклада являются полное внешнее отражение и неточное равенство толщин слоев ⁵⁷Fe и Fe. Для выяснения этого вопроса была измерена угловая зависимость отражения рентгеновского излучения энергии $14,4$ кэВ, выделенного из тормозного спектра рентгеновской трубки (рис. 2в). Угловая расходимость излучения составляла величину $1'$. Интенсивность полного внешнего отражения быстро уменьшается с ростом угла падения и в угловом положении $\theta \approx 20'$ коэффициент отражения не превышает величины 10^{-3} . При дальнейшем уменьшении угла падения основной вклад в измеренную интенсивность дает диффузное рассеяние. В угловом положении $\theta \approx 24'$ слабо проявляется пик, который можно приписать неполному равенству толщин ⁵⁷Fe и Fe. Таким образом степень запрещенности электронного рассеяния в чисто ядерном отражении не хуже 10^{-3} . Сравнение этой величины с интенсивностью пика чисто-ядерного отражения дает соотношение коэффициентов ядерного и электронного рассеяния 10^2 .

Энергетические спектры чисто ядерной дифракции γ -излучения в нескольких угловых положениях вблизи брэгговского угла показаны на рис. 3. Каждый из спектров содержит две линии, соответствующие скоростям источника $\sim \pm 0,5$ мм/с, но их вклад в общую интенсивность по-разному зависит от угла падения. Левый пик преобладает со стороны меньших углов падения, правый пик доминирует со стороны больших углов. Такое поведение подтверждает сделанное выше предположение о том, что сверхтонкая структура ядерных уровней близка к одному дублету. Неодновременность появления пиков отражает разность углов Брэгга для левого и правого резонансов. В угол Брэгга входит поправка, связанная с преломлением излучения на входе в зеркало. При малых углах отражения преломление достигает величины несколько угло-

вых минут. Показатели преломления отличаются для левого и правого пиков, поскольку резонансы находятся близко друг к другу по энергии, дисперсионные добавки в показатель преломления велики и противоположны по знаку для левого и правого пиков. Благодаря этому излучение соответствующих энергий по-разному преломляется на входе в образец, сдвигая угол Брэгга влево или вправо от точного значения.

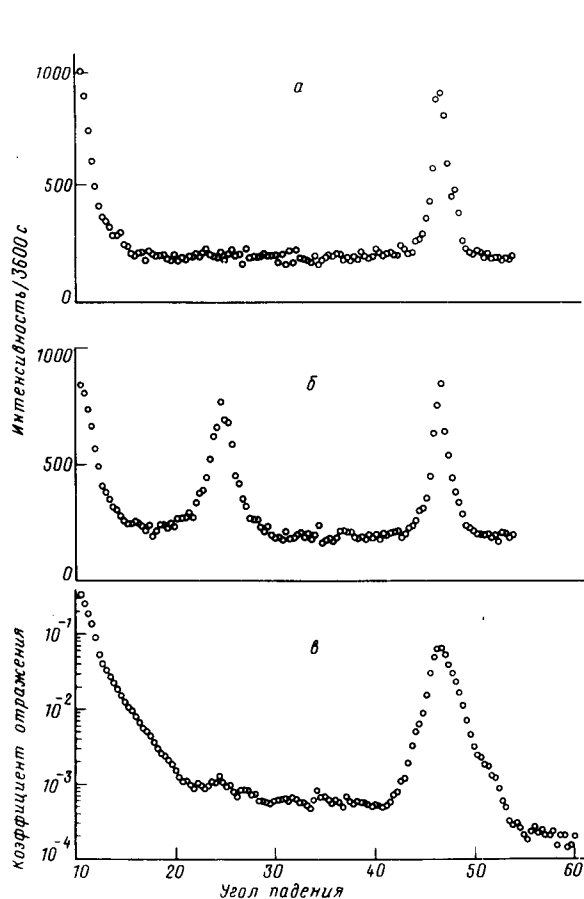


Рис.2.

Рис.2. Угловые зависимости (а,б) интенсивности рассеянного γ -излучения (а) вне резонанса, (б) в резонансе и (в) коэффициента отражения рентгеновского излучения энергии 14,4 кэВ.

Рис.3. Мессбауэровские спектры дифракции γ -излучения для различных угловых положений в чисто ядерном отражении.

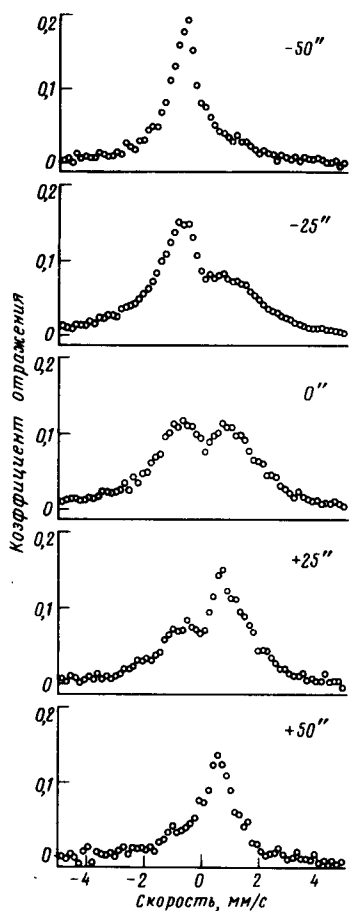


Рис.3.

Ширина мессбауэровского спектра отражения в точном положении Брэгга (рис.3, средний спектр) достигает величины $40 \Gamma_0 (\Delta E \approx 0,2 \text{ мкэВ})$, что в 5 раз превышает ширину ядерного резонанса в изолированном ядре, измеряемую мессбауэровской спектроскопией конверсионных электронов (рис.1). Такое уширение свидетельствует о большой роли коллективных явлений в формировании отраженной волны, в частности, эффекта усиления радиационного канала ядерного рассеяния. Расстояние между пиками энергетического

спектра больше, чем расщепление квадрупольного дублета. В промежутке между ними проявляется минимум, отсутствующий в спектре конверсионных электронов. Такая форма спектра обусловлена тем, что рассеяние излучения на двух резонансах происходит деструктивным образом в промежутке между ними и конструктивно на крыльях резонансов.

Проведенные исследования показывают, что резонансные МСС представляют собой перспективные объекты для фильтрации монохроматических пучков резонансного излучения из спектра СИ. В исследуемой структуре $[^{57}\text{Fe}(22)/\text{Sc}(11)/\text{Fe}(22)/\text{Sc}(11)] \cdot 25$ реализуется чисто ядерное отражение γ -излучения в полосе энергий 0,2 мкэВ. Средний коэффициент отражения составляет величину 10%. Уровень электронного рассеяния при этом не превышает 0,1%.

Измеренные дифференциально по углу энергетические спектры дифракции (рис. 3) дают полную и подробную картину когерентного взаимодействия γ -излучения с ядерной структурой образца. Большая угловая ширина отражения позволяет проводить подобные измерения относительно легко по сравнению с обычными кристаллами. Это обстоятельство в совокупности с широкой возможностью выбора резонансного изотопа МСС и сверхтонкой структуры ядерных уровней делает резонансные многослойные структуры уникальным классом объектов для изучения фундаментальных вопросов коллективного взаимодействия ядерного излучения с веществом. С другой стороны, чувствительность мессбауэровского излучения к магнитному порядку МСС дает возможность использовать ядерную дифракцию как метод исследования свойств многослойных структур.

Авторы благодарны Е.В.Мельникову и М.А.Волкову за приготовление мишеней из обогащенного железа и А.С.Субботину за помощь в проведении рентгеновских измерений.

-
1. R.Rüffer, E.Gerdau, M.Grote et al., *Hyp.Int.* **61**, 1279, (1990).
 2. T.Shinjo, *Surf.Sci.Rep.* **12**, 49 1991.
 3. A.Barthélémy, A.Fert, M.N.Baibich et al., *J.Appl.Phys.* **67**, 5908 (1990).
 4. Ю.Я.Платонов, Н.Н.Салашенко, Л.А.Шмаенок, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **7**, 1322 (1991).
 5. А.М.Афанасьев, Ю.Каган, *ЖЭТФ* **48**, 327 (1965).
 6. А.И.Чумаков, Г.В.Смирнов, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 258 (1991).
 7. А.И.Чумаков, Г.В.Смирнов, С.С.Андреев и др., *Письма в ЖЭТФ* **54**, 220 (1991).
 8. R.Röhlsberger, E.Witthoff, E.Lüken, E.Gerdau In: *Physics of X-ray Multilayer Structures Technical Digest series, v.7, Wyoming, USA, March 1992.*
 9. A.G.Achsachaljan, A.A.Fraerman, N.I.Polushkin et al., *Thin Sol. Films* **203**, 317 (1991).
 10. A.I.Chumakov, G.V.Smirnov, and A.B.Dubrovin, *Nucl.Instr.Meth.* **216**, 505 (1983).
 11. D.H.Ryan, J.O.Ström-Olsen, W.B.Muir et al., *Phys.Rev.B.* **40**, 11208 (1989).
 12. N.Hosoito, S.Araki, K.Mibu, T.Shinjo, *J.Phys.Soc.Jap.* **59**, 1925 (1990).