

## ЯДЕРНО-РЕЗОНАНСНЫЙ МОНОХРОМАТОР СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ $^{57}\text{Fe} - ^{56}\text{Fe}$

А.И.Чумаков, Г.В.Смирнов

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

Поступила в редакцию 8 февраля 1991 г.

Рассчитаны параметры многослойной структуры  $^{57}\text{Fe} - ^{56}\text{Fe}$ , оптимизированной в отношении отражательной способности  $\gamma$ -излучения в области энергии 14,4 кэВ. Структура содержит 67 слоев изотопов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{56}\text{Fe}$  толщиной 30 и 15 Å соответственно. Ширина отражаемой полосы спектра СИ составляет 0,7 мкэВ, приемный угол зеркала - 3 угловых минуты.

Новым приложением синхротронного излучения является возбуждение низколежащих ядерных уровней и исследование возникающей при этом флуоресценции ядер  $^{1-4}$ . В одном из подходов возбужденная синхротронным излучением ядерная мишень используется в качестве источника безотраженного  $\gamma$ -излучения. Если спектральные характеристики такого источника близки параметрам радиоактивного источника мессбауэровского излучения (монокристалла естественной ширины  $\Gamma_0$ )  $^{5,6}$ , то можно говорить о фильтрации мессбауэровских квантов из СИ и связанных с ней возможностях развития традиционной мессбауэровской спектроскопии.

Более перспективным и естественным для природы синхротронного излучения представляется другой вариант ядерно-резонансной спектроскопии, когда возбужденная импульсами СИ ядерная флуоресценция образца исследуется как функция времени. Наблюдаемые в таких временных зависимостях квантовые биения интенсивности дают полную информацию о сверхтонком расщеплении ядерных уровней, поскольку временной спектр флуоресценции есть фурье образ частотного спектра, измеряемого в традиционной мессбауэровской спектроскопии  $^7$ . Универсальность временной мессбауэровской спектроскопии в отношении структуры образцов продемонстрирована измерением временного спектра рассеянного в направлении первичного пучка  $\gamma$ -излучения  $^8$ .

Во временном варианте мессбауэровской спектроскопии диапазон энергий  $\gamma$ -квантов должен быть достаточно широк, для того чтобы перекрыть все возможные значения резонансных энергий для возбуждения исследуемого изотопа в любом поглотителе, т.е. в случае изотопа  $^{57}\text{Fe}$  он должен превосходить максимальную величину сверхтонкого расщепления и быть порядка 200  $\Gamma_0$  или около 1 мкэВ. Дальнейшее увеличение энергетического диапазона излишне, так как приводит лишь к перегрузке детектора за счет нерезонансного излучения.

В настоящее время лучшие результаты по предварительной монохроматизации синхротронного излучения достигаются с помощью монохроматоров типа "бабочка" с высокими значениями угла Брэгга  $^2$ . Однако энергетический диапазон излучения в таком пучке более чем на три порядка величины шире оптимального значения 1 мкэВ, и это существенно осложняет работу детектирующей системы. Кроме того, при таком способе монохроматизации приемный угол излучения сокращается до долей угловой секунды и, следовательно, возникают значительные потери интенсивности резонансного излучения.

В данной работе анализируется другой способ монохроматизации синхротронного излучения, позволяющий добиться выделения излучения в энерге-

тическом диапазоне около 0,7 мкэВ с угловой апертурой в несколько минут. Как известно при когерентном рассеянии  $\gamma$ -излучения ядрами в окрестности брэгговского угла частотный диапазон отражения значительно уширяется<sup>9</sup>. Однако для существующих в природе кристаллов малая угловая ширина кривой качания - несколько угловых секунд - позволяет добиться значительного уширения резонансной линии лишь в небольшом угловом диапазоне. Для преодоления указанного ограничения предлагается использовать искусственные многослойные структуры с большим значением периода решетки, что позволит существенно расширить угловую апертуру монохроматора и одновременно добиться существенно большего когерентного уширения резонансных линий. Значительный прогресс в создании таких структур<sup>10,11</sup> позволяет рассматривать возможность создания указанного монохроматора, как вполне реальную перспективу.

Предлагаемая многослойная структура представляет собой поочередно нанесенные на подложку слои 57 и 56 изотопа железа толщиной порядка десятков ангстрем. С точки зрения рассеяния на электронных оболочках атомов такой образец не имеет периодичности по толщине. Однако ядерное резонансное излучение, взаимодействующее лишь с изотопом  $^{57}\text{Fe}$ , воспринимает структуру как одномерный кристалл. Все порядки отражения излучения от такого кристалла являются чисто ядерными, в когерентно рассеянном пучке содержатся лишь резонансные  $\gamma$ -кванты. Ранее возможность создания таких структур рассматривалась в работах<sup>12,13</sup>.

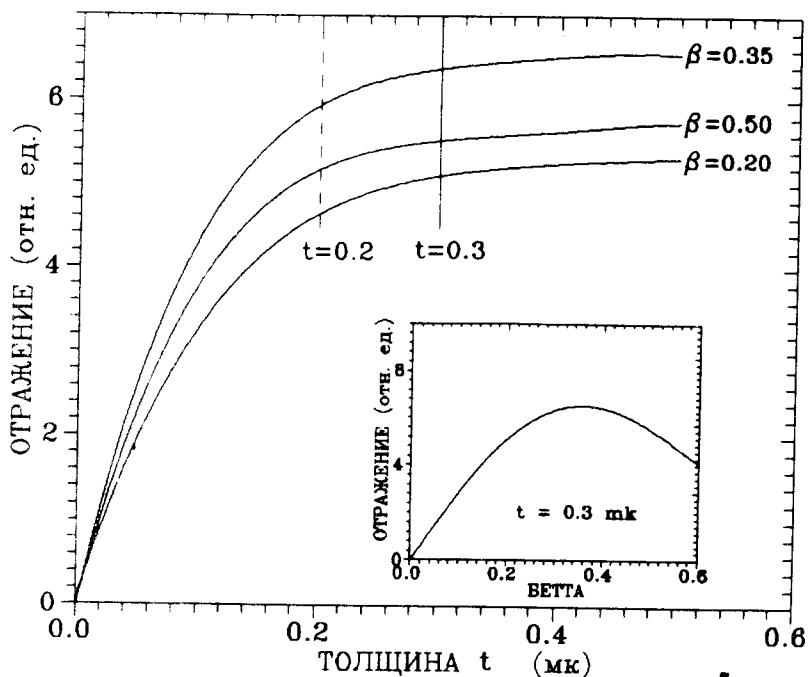


Рис. 1. Зависимость отражательной способности монохроматора (см. текст) от толщины многослойной структуры  $t$  и различной степени заполнения ее резонансным изотопом  $\beta$

Анализ свойств многослойного резонансного зеркала показал, что они определяются тремя основными параметрами: периодом решетки  $d$ , отношением толщины слоя резонансного изотопа  $^{57}\text{Fe}$  к периоду решетки  $\beta$  и толщиной структуры  $t$ . Поскольку повышение периода искусственной решетки приводит к уменьшению угла Брэгга и, как легко показать, к уширению

угловой области отражения, то период решетки  $d$  нужно выбирать максимально возможным. Ограничение сверху на величину периода определяется полным внешним отражением излучения. Оно нежелательно, так как вносит значительный фон, связанный с нерезонансным рассеянием. При нерезонансном рассеянии уровень коэффициента отражения порядка  $10^{-3}$  реализуется при угле скольжения примерно 37 мин. Если принять величину  $10^{-3}$  как предельно допустимый уровень электронного рассеяния, то угол Брэгга должен быть не более 37 мин, что соответствует периоду структуры монокроматора  $45 \text{ \AA}$  (с учетом сдвига кривой качания в сторону больших углов относительно точного брэгговского положения за счет преломления величиной примерно 4 минуты).

Результаты анализа зависимости отражательной способности монокроматора от толщины структуры и от степени заполнения периода решетки резонансным изотопом  $\beta$  представлены на рис.1. Отложенная по вертикальной оси отражательная способность монокроматора равна коэффициенту отражения в процентах, усредненному по энергетическому диапазону  $\pm 100 \text{ Г}_0$ . Толщина  $0,2 \text{ мкм}$  при данном значении угла Брэгга (37 угл.мин) соответствует длине электронного поглощения. Видно, что увеличение толщины более  $0,3 \text{ мкм}$  уже существенно не повышает коэффициента отражения. Таким образом количество слоев зеркала при выбранном периоде решетки может не превышать 70. На вставке рис.1 показана зависимость отражательной способности монокроматора от величины коэффициента  $\beta$  при толщине структуры  $0,3 \text{ мкм}$ . Зависимость имеет максимум, поскольку при малых  $\beta$  плотность резонансных ядер в образце мала, а при больших  $\beta$  решетка имеет малый структурный фактор, и следовательно резонансное поглощение  $\gamma$ -квантов на ядрах доминирует над их брэгговским отражением. Оптимальное значение параметра  $\beta$  равно  $0,33$ , т.е. структура заполнена резонансным изотопом на одну треть. Таким образом, оптимальная структура состоит из 67 попеременно нанесенных слоев 57 и 56 изотопа железа толщиной соответственно 15 и 30  $\text{ \AA}$ .

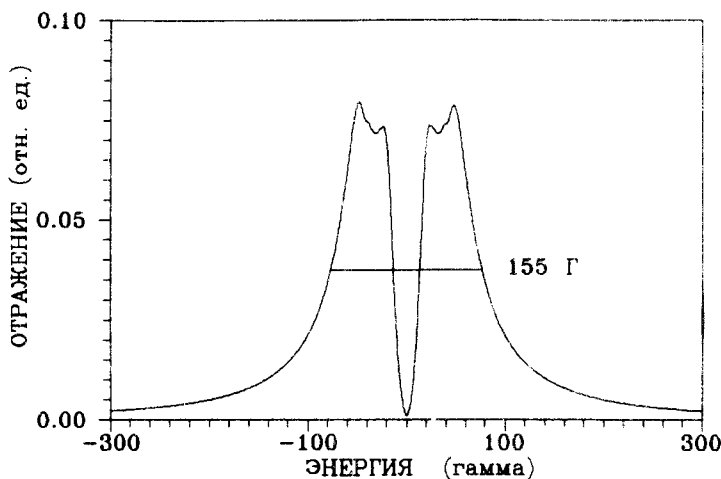


Рис. 2. Частотный спектр отражения монокроматора

Частотный спектр отражения монокроматора существенно зависит от направления намагниченности образца. Будем считать, что магнитные свойства монокроматора точно такие как у обычного железного образца. Предположим,

что рассеяние синхротронного излучения происходит в горизонтальной плоскости. В этом случае падающее на зеркало излучение характеризуется  $\pi$ -поляризацией. Считаем, что вектор магнитного поля на ядрах лежит в плоскости зеркала и перпендикулярен плоскости рассеяния. Эта ситуация соответствует максимальному рассеянию именно  $\pi$ -поляризованной компоненты излучения. При выбранной ориентации магнитного поля излучение максимальным образом возбуждает переходы с  $\Delta m = 0$  и не возбуждает остальные.

В расчете учитывалась возможная неидеальность слоистой структуры, которая может быть описана неплоскостностью и шероховатостью подложки. Первый фактор приводит к усреднению угловых зависимостей по диапазону углов, характеризующих неплоскостность. Второй фактор обуславливает взаимопроникновение соседних слоев друг в друга и учитывается аналогично фактору Дебая - Валлера. Для расчета характеристик монохроматора были выбраны характерные величины шероховатости -  $5 \text{ \AA}$ , неплоскостности -  $10$  угл.сек. Описанная выше оптимизация структуры также производилась с учетом указанных параметров несовершенства.

Кривая качания монохроматора была рассчитана для оптимальных параметров структуры и ожидаемой степени ее неидеальности. Пиковое значение коэффициента отражения (после усреднения по энергетическому диапазону  $\pm 100\Gamma_0$ ) составляет примерно  $6,5\%$ , что примерно в два раза хуже максимально возможного. Ширина кривой качания составляет около  $3$  угл.мин.

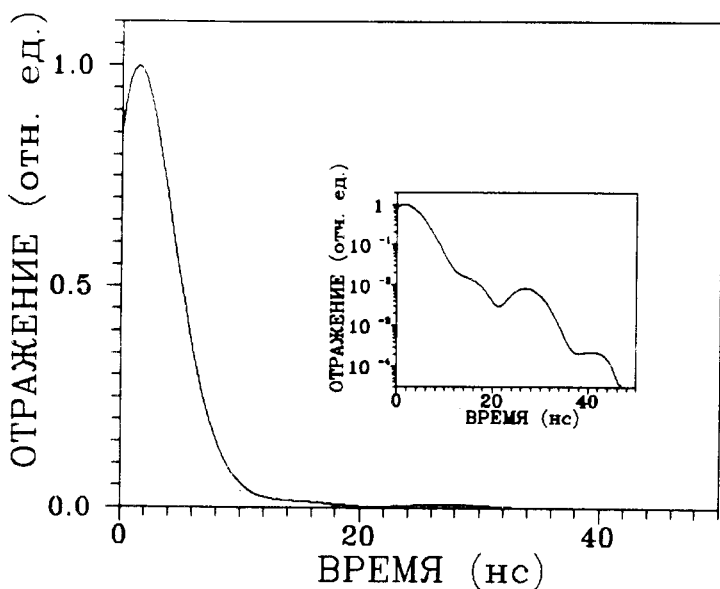


Рис. 3. Временной отклик монохроматора (на вставке - в логарифмической шкале)

Частотный спектр отражения (рис.2) имеет вид двух широких линий, разделенных минимумом. Отсутствие перекрытия линий в спектре связано с деструктивной интерференцией рассеяния синхротронного излучения в промежуточной области между двумя резонансами. Общая ширина частотного спектра отражения составляет  $155\Gamma_0$ , что превышает расстояния между крайними линиями сверхтонкой структуры железа ( $\sim 110\Gamma_0$ ). Таким образом диапазон частот, характеризующий отражательную способность монохроматора, достаточно широк, чтобы с помощью отраженного от монохроматора излучения возбуждать резонансные переходы в большинстве соединений на основе железа.

Широкий энергетический спектр отражений предопределяет малую длительность отклика монохроматора, в данном случае  $\sim 5$  нсек (рис.3). Она меньше минимального периода квантовых биений интенсивности, который для железного образца соответственно равен  $\sim 8$  нсек. Возможно дальнейшее улучшение характеристик монохроматора (уширение частотного спектра, уменьшение времени отклика, ликвидация минимума в центре энергетического распределения) при изменении ориентации кристалла и направления намагниченности.

### Литература

1. Rüffer R., Gerdau E., Grote M., Hollatz R., Rohlsberger R., Rüter H.D., Sturhahn W. *Hyp. Int.*, 1990, 61, 1279.
2. Hastings J.B., Siddons D.P., Faigel G., Berman L.E., Haustein P.E., Grover J.R. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63, 2255.
3. Arthur J., Brown G.S., Brown D.E., Ruby S.L. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63, 1629.
4. Sturhahn W., Gerdau E., Hollatz R., Rüffer R., Rüter H.D., Tolksdorf W. Submitted to *Euro. Phys. Lett.*, 1990.
5. Chumakov A.I., Zelepukhin M.V., Smirnov C.V., van Bürck U., Rüffer R., Hollatz R., Rüter H.D., Gerdau E. *Phys. Rev. D.*, 1990, 41, 9545.
6. Van Bürck U., Mössbauer R.L., Gerdau E., Sturhahn W., Rüter H.D., Rüffer R., Chumakov A.I., Zelepukhin M.V., Smirnov C.V. *Europhys. Lett.*, 1990, 13, 371.
7. Rüffer R., Rüter H.D., Gerdau E., Hollatz R., Chumakov A.I., Zelepukhin M.V., Smirnov C.V., van Bürck U. *Hyp. Int.*, 1990, 58, 2573.
8. Hastings J.B., Siddons D.P., van Bürck U., Hollatz R., Bergmann U. *Phys. Rev. Lett.*, february of 1991.
9. Van Bürck U., Smirnov C.V., Mössbauer R.L., Maurus H.J., Semioschkina N.A. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1980, 13, 4511.
10. Желудева С.И., Ковальчук М.В., Новикова Н.Н., Сосфенов А.Н., Харитонов И.Ю., Платонов Ю.Я., Ахсахалян А.Д., Салащенко Н.Н. Письма в ЖЭТФ, 1989, 15, 49.
11. Bedzyk M.J., Bilderback D.H., Bommarito G.M., Caffrey M., Schildkraut J.S. *Science Rep.*, 1988, 241, 1788.
12. Trammell G.T., Hannon J.P., Ruby S.L., Flinn P., Mössbauer R.L., Parak F. *AIP Conf. Proc.*, 1977, 38, 46.
13. Кабанник В.А. Вариант ядерного резонансного фильтра для мессбауэровской дифракции с использованием синхротронного излучения. Препринт ИЯФ, 1989.