

ДИФРАКЦИОННАЯ ФОКУСИРОВКА НЕЙТРОНОВ

В. Л. Инденбом

Указана возможность дифракционной фокусировки нейтронных блоховских волн внутри кристалла наподобие известной дифракционной фокусировки свободного электромагнитного поля с помощью зонных пластинок и линз Френеля. Аналитические и численные оценки предсказывают возможность повышения плотности потока коллимированных монохроматических нейтронов до пяти-шести порядков.

В работах [1 — 3] было показано, что в случае жесткого рентгеновского излучения поток блоховских волн внутри кристалла может быть сфокусирован с микронной точностью, если определенным образом промодулировать волновой пакет, падающий на фокусирующий кристалл, причем в качестве модулятора излучения, можно использовать другой кристалл такой же толщины и ориентировки. Повышение плотности излучения в области фокуса достигало примерно двух порядков по отношению как к уровню фона, так и к плотности излучения в падающем на фокусирующий кристалл волновом пакете. Одним из практических приложений эффекта явился спектрометр с дифракционной фокусировкой спектральных линий [4]. Аналогичные [3] опыты с тепловыми нейтронами были выполнены в последнее время в ряде зарубежных лабораторий [5] и доложены на Симпозиуме по нейтронной интерферометрии (Гренобль, июнь 1978).

Подчеркнем, что на опыте до сих пор удавалось получить дифракционную фокусировку лишь при модуляции падающей волны одной или двумя кристаллическими пластинками (обычно все пластинки вырезаются из одного кристалла и образуют единую деталь II-образной или III-образной формы, где впервые пластинки модулируют волновой пакет, а последняя его фокусирует). В частности, все попытки создать для жесткого рентгеновского излучения аналог зонной пластинки или линзы Френеля [2] оказывались неудачными.

Заметим, однако, что при переходе от рентгеновского излучения к тепловым нейтронам возникает качественно новая экспериментальная ситуация. Поскольку поглощение нейтронного волнового поля в кристалле падает по сравнению с рентгеновским случаем более чем на три порядка, а параметры динамического рассеяния качественно не изменяются, оказывается возможным использовать пластины толщиной в несколько сантиметров, соответствующие широким зонам Френеля для волнового поля блоховских волн в кристалле, и применить для модуляции амплитуды первичного пакета тонкие слои резонансного поглотителя (например, кадмия или гадолиния). Если обычные зонные пластинки для электромагнитного поля в вакууме строятся в соответствии с известной функцией влияния $G(r) = r^{-1} \exp(i\mathbf{k}r)$, описывающей свободную расходящуюся сферическую волну, то для динамически дифрагированного по Лауэ жесткого излучения, согласно [6] функция влияния в

$$\text{каждой плоскости рассеяния } G(z, x) = \frac{i\pi}{2\Lambda \operatorname{tg} \theta} J_0\left(\frac{\pi}{\Lambda} \sqrt{z^2 - x^2 \operatorname{ctg}^2 \theta}\right),$$

где θ – угол Брэгга, z – расстояние от поверхности кристалла, x – расстояние вдоль вектора дифракции, Λ – экстинкционная длина, которая для типичного случая (отражение Si (220), тепловые нейтроны с $\lambda = 1,2 \text{ \AA}$) составляет 122 мкм [7]. Зоны Френеля располагаются между нулями функции Бесселя $J_0\left(\frac{\pi}{\Lambda} \sqrt{z^2 - x^2 \operatorname{ctg}^2 \theta}\right)$. Схематически все устройство показано на рис. 1. Первые оценки эффекта применительно к рентгеновскому случаю, выполненные по просьбе автора Чуховским, подтверждали существование эффекта, но не позволяли еще оценить остроту фокусировки (см. обзор [8]). В случае нейтронов, поскольку толщина пластинок $t \gg \Lambda$, можно использовать известную асимптотику функции Бесселя и, применяя обычный прием оценки интегралов от быстро осциллирующих функций, для амплитуды центрального пика в дифрагированном пучке $E_1(x)$ при единичной амплитуде падающей на кристалл плоской волны получить следующую оценку

$$\begin{aligned} |E_1(0)| &= \int_{-t}^t iG(t, x) \Theta[iG(t, x)] dx \cong \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2t}{\Lambda}} \int_0^1 \frac{du}{\sqrt{1-u^2}} = \\ &= \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{t}{\Lambda}} \left\{ 2E\left(\frac{\pi}{2}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right) - F\left(\frac{\pi}{2}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \right\} \cong 0,54 \sqrt{\frac{t}{\Lambda}}, \end{aligned}$$

где Θ -функция описывает зонную пластинку ($\Theta(x) = 1$ для положительного аргумента и $\Theta(x) = 0$ для отрицательного аргумента), F и E – неполные эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода. Если в зонной пластинке использовать только центральные зоны, занимающие область $|x/t| < \xi \operatorname{tg} \theta$, то в формуле (1) выражение в фигурных скобках заменится на

$$\left\{ 2E\left(\phi, \frac{1}{\sqrt{2}}\right) - F\left(\phi, \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \right\}, \quad (2)$$

где $\phi = \arccos \sqrt{1 - \xi^2}$. В частности, при использовании зон с шириной, превышающей $\Lambda \operatorname{tg} \theta$, и отбрасывании более узких зон $\xi \cong 1/\sqrt{2}$ вместо (1) имеем

$$|E_1(0)| \cong 0,33 \sqrt{\frac{t}{\Lambda}} \quad (3)$$

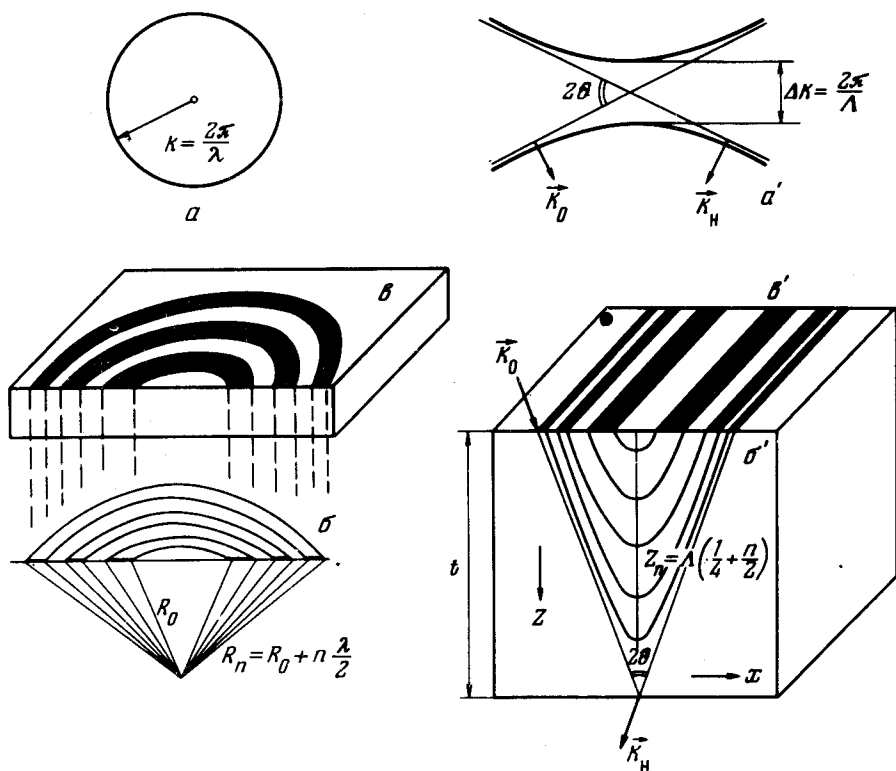


Рис. 1. Схема зон Френеля и зонных пластинок для частиц (слева) и для квазичастиц (справа): a — Дисперсионная поверхность $\omega(\mathbf{k}) = \text{const}$ для свободных частиц в вакууме; a' — то же для квазичастиц (т. е. для блоховских волн) вблизи границы зоны Бриллюэна, т. е. в области динамического рассеяния для тепловых нейтронов: $\Delta\kappa \cong 10^{-6}\text{K}$, $\Lambda \cong 10^6\lambda$; b — построение зон Френеля для случая (a). Сферическая волна в вакууме, функция влияния $G(\mathbf{r}) \sim r^{-1} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$; b' — то же для случая (a'). Плоская волна с волновым вектором \mathbf{k}_0 падает на кристалл толщиной t с отражающими плоскостями, перпендикулярными поверхности кристалла $z = 0$. Для дифрагированной волны с волновым вектором \mathbf{k}_H функция влияния $G(z, x) \sim I_0 \frac{\pi}{\Lambda} \sqrt{z^2 - x^2 \operatorname{ctg}^2 \theta}$; v — обычная зонная пластинка Френеля для случая (b); v' — зонная пластинка для блоховских волн в случае (b').

Строгий ЭВМ расчет подтвердил справедливость оценок (1 – 3) и дал иллюстрируемое рис. 2 распределение интенсивности потока дифрагированной волны $I = |E_1(x)|^2$ в области фокуса. При использовании кристаллов толщиной около 5 см величина $\sqrt{t/\Lambda} = 20$ и соответственно

повышение интенсивности $|E_1(0)|^2$ центрального пика (т. е. повышение плотности потока коллимированных монохроматических нейтронов) достигает почти двух порядков даже при отбрасывании узких зон. Два фокусирующих кристалла толщиной 4-5 см, установленные последовательно так, чтобы отражающие плоскости были скрещены, повышают плотность потока монохроматических нейтронов на три-четыре порядка. Полуширина фокального пятна составляет примерно $0,4 \Lambda \operatorname{tg} \theta$ в случае (1) и $\Lambda \operatorname{tg} \theta$ в случае (3).

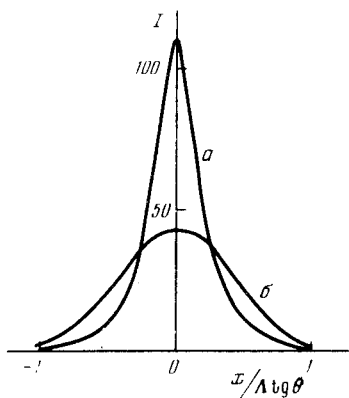


Рис. 2. Интенсивность фокального пятна $I = |E_1(x)|^2$ для зонной пластинки по рис. 1, σ^2 : a — при использовании полного числа зон ($\xi = 1$); b — при использовании центральных зон ($\xi = 1/\sqrt{2}$). Интенсивность нормирована на единичную амплитуду падающей плоской волны, тепловые нейтроны с $\lambda = 1,2 \text{ \AA}$, отражение Si (220), $\Lambda = 122 \text{ мкм}$, толщина пластинки $t = 400 \text{ \AA}$.

Дальнейшее повышение плотности потока монохроматических нейтронов может быть достигнуто путем перехода от аналога зонной пластинки Френеля к аналогу дифракционной линзы Френеля для волнового поля блоховских волн. Для этого необходимо осуществить профилирование поверхности фокусирующего кристалла по определенному закону, соответствующему функции $G(z, x)$. Численные оценки в этом случае показывают возможность возрастания плотности потока до шести порядков.

Из сказанного вытекает возможность создания дифракционной нейтронной оптики и проведения таких экспериментов с узкоколлимированными тепловыми нейтронами, которые были ранее недоступны.

В заключение автор выражает благодарность И.К.Кикоину, Н.В.Белову и И.М.Лифшицу за внимание к работе, В.М.Каганеру, И.Ш.Слободецкому и В.А.Чамрову за выполнение численных расчетов, а также Э.В.Суворову, В.И.Альшицу, В.И.Вобровскому, А.А.Ложманову, И.П.Солдатову и Э.А.Каримову за обсуждение практических возможностей реализации и применения эффекта дифракционной фокусировки нейтронов.

Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 октября 1978 г.
2 ноября 1978 г.
30 ноября 1978 г.

Литература

- [1] В.Л.Инденбом, И.Ш.Слободецкий, К.Г.Труни. ЖЭТФ, 66, 1111, 1974.
- [2] В.Л.Инденбом, И.Ш.Слободецкий. Collected Abstr. Second European Cryst. Meeting, Keszthely, Hungary, 1974, p. 69.
- [3] В.Л.Инденбом, Э.В.Суворов, И.Ш.Слободецкий. ЖЭТФ, 71, 359, 1976.

- [4] В.Л.Инденбом, Э.В.Суворов. Письма в ЖЭТФ, 23, 485, 1976.
- [5] U. Bonse. Principles and methods of neutron interferometry. W. Graeff. Variations of interferometer types; A. Zeilinger, C. Shull, M. A. Horne, J. L. Squires. Two-crystal interferometry. Internat. Workshop on Neutron Interferometry (TLL - Grenoble, 5 - 7 June 1978).
- [6] И.Ш.Слободецкий, Ф.Н.Чуховский, В.Л.Инденбом. Письма в ЖЭТФ, 8, 90. 1968.
- [7] C. Malgrange. et al. Phil. Mag. 33, 743, 1976.
-