

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ФИЛЬТР ДЛЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А.В. Антонов, А.И. Исаков, В.И. Михеров, С.А. Старцев

Описывается интерференционный фильтр для нейтронов с энергией $\sim 10^{-8} + 10^{-4}$ эв, состоящий из чередующихся слоев двух различных веществ.

Разработка и создание такого фильтра может представлять интерес при осуществлении фильтрации нейтронов нужной энергии, а также создании нейтронного спектрометра с высокой разрешающей способностью в указанной области энергий.

В работе [1] авторами был предложен интерференционный фильтр для нейтронов с энергией $\sim 10^{-8} + 10^{-4}$ эв. Фильтр представляет собой структуру, состоящую из чередующихся слоев (толщиной $\sim 100 \text{ \AA}$) двух различных веществ. Взаимодействие нейтрона с такой структурой может быть описано, как взаимодействие нейтронной волны с потенциалом вида: $U(x) = U_1$, при $x \in [n(a+b), n(a+b)+a]$; $U(x) = U_2$ при $x \in [n(a+b)+a, (n+1)(a+b)]$; $U(x) \equiv 0$ при $x \geq N(a+b)+a$ и $x < 0$. $a \sim b \sim 100 \text{ \AA}$; число n – номер периода, $n = 0, 1, 2, \dots, N \sim 10$.

Выражение для U_1 (аналогичное выражение имеет место для U_2) может быть записано в виде

$$U_1 = U_1' + iU_1'' = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N_1 b_{\text{ког1}} - i \frac{N_1 \hbar}{2} \sigma_1 V.$$

Здесь $b_{\text{ког1}}$ – когерентная длина рассеяния нейтрона, N_1 – число ядер вещества в единице объема, σ_1 – сечение поглощения и неупругого рассеяния нейтрона, V – скорость нейтрона.

Очевидно, что при $N \rightarrow \infty$ и $U_1'' = U_2'' \equiv 0$ взаимодействие нейтронной волны с таким потенциалом (подобно взаимодействию распространяющейся в кристалле электронной волны с периодическим электрическим потенциалом) должно приводить к зонной структуре энергетического спектра нейтронов.

В том случае, когда N конечно, можно ожидать, что нейтронный спектр будет приблизительно повторять структуру бесконечного периодического потенциала; нейтроны, соответствующие "запрещенным" зонам, должны отражаться фильтром, а остальные – проходить через него¹⁾. Для нахождения конкретного вида спектра в этом случае необ-

¹⁾Предварительные результаты для частного случая: $U_1 = 0$, $U_2 \equiv U_2' = 1,3 \cdot 10^{-7}$ эв, $a = b = 800 \text{ \AA}$ были сообщены авторами на заседании 2-й Международной школы по нейтронной физике в г. Алушта в апреле с.г. Там же в докладе Шоенборна был описан фильтр с потенциалом синусоидальной формы.

ходимо решение уравнения Шредингера с потенциалом вышеуказанного вида.

На каждом участке $U(x) \equiv \text{const}$ решение уравнения может быть выражено линейной комбинацией вида

$$A_p \exp(ik_j x) + B_p \exp(-ik_j x) \quad (\text{при } x < 0 \quad \exp(ik_x x) + B \exp(-ik_x x)).$$

Здесь $k_j = \left(k_x^2 - \frac{2mU_j}{\hbar^2}\right)^{1/2}$; k_x — компонента волнового вектора падающего на фильтр нейтрона, m — масса нейтрона, p — номер участка, $j = 1, 2$.

Коэффициенты A_p и B_p вычисляются по легко получаемым рекуррентным формулам с учетом требования непрерывности логарифмической производной волновой функции нейтрона на границе областей с различным потенциалом.

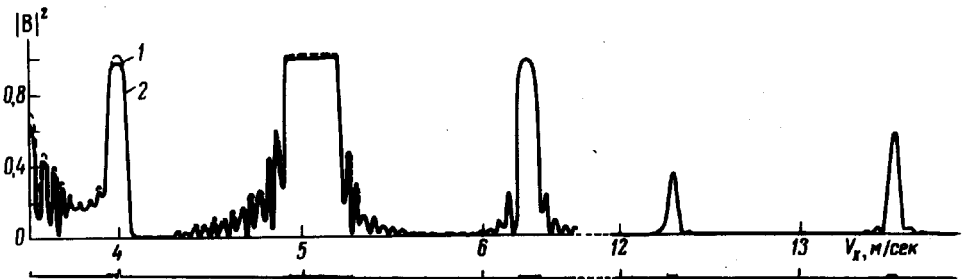


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения нейтронной волны $|B|^2$ от нормальной составляющей скорости нейтрона V_x для частного случая: $N = 20$, $a = b = 800 \text{ \AA}$, $U_1' = -0,5 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$, $U_2' = 0,56 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$. 1 — для $U_1'' = U_2'' \equiv 0$, 2 — для $U_1'' = -0,23 \cdot 10^{-10} \text{ эв}$, $U_2'' = -0,3 \cdot 10^{-12} \text{ эв}$. Под осью скоростей на дополнительной оси выделены "запрещенные" зоны в случае движения нейтрона в бесконечном периодическом потенциале с теми же значениями параметров a , b , U_1' , U_2' и $U_1'' = U_2'' \equiv 0$

Рассчитанная на ЭВМ зависимость коэффициента отражения $|B|^2$ от V_x для частного случая $N = 20$, $a = b = 800 \text{ \AA}$, $U_1' = -0,50 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$, $U_2' = 0,56 \cdot 10^{-7}$; $U_1'' = -0,23 \cdot 10^{-10} \text{ эв}$; $U_2'' = -0,3 \cdot 10^{-12} \text{ эв}$ представлена на рис. 1. (Указанные значения потенциалов отвечают структуре, состоящей из чередующихся слоев титана и изотопа олова Sn^{118} толщиной 800 \AA). Из рисунка видно, что поведение $|B|^2$ при $N = 20$ действительно повторяет структуру зон бесконечного периодического потенциала. Поглощение и неупругое рассеяние приводит к незначительному уменьшению амплитуды $|B|^2$, в основном, в наиболее низко лежащих зонах.

При изготовлении фильтра, например, методом термического напыления, толщины слоев могут быть выдержаны лишь с некоторой точностью ($\sim 1\%$). Поэтому авторами были выполнены расчеты, учитывающие случайные колебания толщин слоев. Для них предполагалось нормальное распределение с математическим ожиданием 800 \AA и дисперсией 8 \AA . Результаты расчета $|B|^2$ для произвольного случайного набора толщин слоев представлены на рис. 2. Из него видно, что даже

для низко лежащих зон меняется лишь их тонкая структура. На этом же рисунке представлена зависимость $|B|^2$, усредненная по десяти случайным наборам толщин. Эта кривая может служить для характеристики дисперсии $|B|^2$.

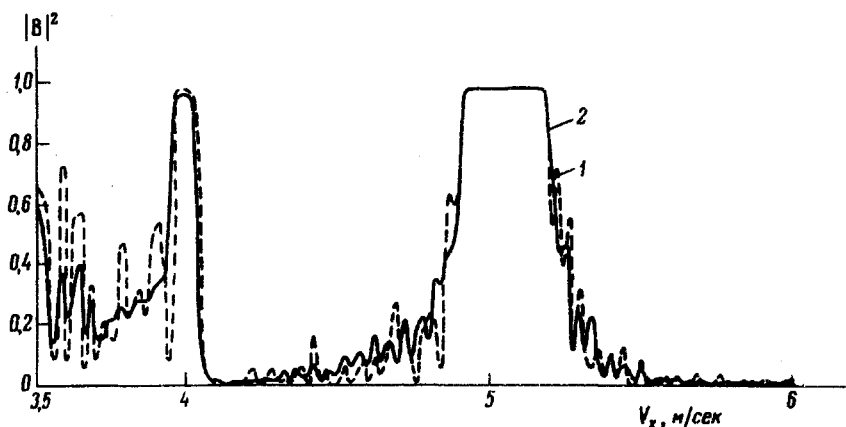


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения нейтронной волны $|B|^2$ от нормальной составляющей скорости нейтрона V_x : 1 — для произвольного случайного набора толщин слоев с математическим ожиданием 800 \AA и дисперсией 8 \AA , 2 — усредненная по десяти случайным наборам толщин

Разработка и создание структур описанного вида может представлять интерес, например, при осуществлении фильтрации нейтронов нужной энергии, а также создании нейтронного спектрометра с высокой разрешающей способностью в области нейтронов низких энергий $\sim 10^{-8} + 10^{-4} \text{ эв}$.

Задача пространственного выделения определенной линии в случае спектрометрирования может быть решена с помощью магнитной призмы [2] или путем использования искривления траектории нейтронов в гравитационном поле. Заметим, что в подобных приборах могут быть использованы как проходящие, так и отраженные пучки. Особенно перспективным представляется использование именно отраженного пучка нейтронов. Для вывода отраженного пучка фильтр необходимо расположить под некоторым углом к падающему коллимированному нейтронному потоку. Очевидно, что с помощью интерференционного фильтра можно получить сфокусированные пучки отраженных моноэнергетических нейтронов, если этому фильтру придать форму цилиндрического или сферического вогнутого зеркала.

В случае магнитного потенциала (при выполнении условия адиабатичности) также могут быть выделены линии поляризованных нейтронов.

Нетрудно показать [3], что интенсивность отраженной группы моноэнергетических нейтронов (в случае $mV_x^2/2 \gg U_2^*$) пропорциональна $V_x^{-1/2}$, а также коэффициенту отражения и интенсивности падающих нейтронов. При максвелловском распределении и $V_x \ll (kT/m)^{1/2}$ последняя величина $\sim V_x$. Таким образом, интенсивность отраженной линии $\sim V_x^{1/2}$.

В заключение авторы выражают благодарность М.В.Казарновскому за обсуждение проблемы. Авторы также благодарят А.Т.Матачун за выполнение расчетов на ЭВМ и В.В.Звезда за помощь в обработке результатов вычислений.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 сентября 1974 г.

Литература

- [1] А.В.Антонов, А.И.Исаков, М.В.Казарновский, В.И.Микеров, С.А.Старцев. Препринт ФИАН №43, 1974 г.
 - [2] С.С.Шулл. Труды I Междунар. школы по нейтронной физике, г. Алушта, 1969.
 - [3] Л.Д.Ландау. Квантовая механика, М., ФМ, 1963.
-