

1137/24

В.Г. Носов, А.И. Франк

ИАЭ-4699/9

**ОТРАЖЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
ОТ СВЕРХПРОВОДНИКА
В УМЕРЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

Москва — ЦНИИАтоминформ — 1988

Редактор С.А. Руцкая
Технический редактор С.К. Савдлова
Корректор Л.В. Пономарева

Подписано в печать 05.08.88. Т-17732. Формат 80х90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 0,3. Уч.-изд. л. 0,3
Тираж 170. Заказ 342. Цена 5 коп. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

**Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова**

В.Г. Носов, А.И. Франк

**ОТРАЖЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
ОТ СВЕРХПРОВОДНИКА
В УМЕРЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

Москва

1988

Ключевые слова: нейтроны, поляризация, коэффициент отражения, сверхпроводник, магнитное поле.

Рассмотрена задача об отражении тепловых и очень холодных поляризованных нейтронов от сверхпроводника. Получены соотношения, связывающие поляризационное отношение коэффициентов отражения с глубиной проникновения магнитного поля при различных экспериментальных условиях.

A problem about reflection of thermal and very cold polarized neutrons from a superconductor has been considered. The relationships connecting the polarization ratio of reflection factors with the depth of magnetic field penetration under various experimental conditions have been derived.

В последнее время для исследования приповерхностной магнитной структуры вещества используется метод отражения поляризованных нейтронов [1]. В частности, была измерена глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник [2 – 3] в предположении, что магнитное поле в нем спадает в соответствии с уравнением Лондонов [4] по экспоненте

$$B = B_0 \exp(-x/\Lambda), \quad (1)$$

где B_0 – внешнее поле; ось x направлена нормально к поверхности сверхпроводника; Λ – глубина проникновения поля, подлежащая определению в опыте.

Данная работа посвящена теоретическому анализу экспериментов такого рода.

Задача об отражении нейтронов полностью определяется нормальной к поверхности вещества компонентой волнового вектора. Полученные таким образом выражения описывают как эксперименты с тепловыми и холодными нейтронами при касательном падении, так и опыты с очень холодными нейтронами. В последнем случае возможно осуществление опыта в геометрии нормального падения, существенно менее критичной к шероховатостям поверхности.

Величиной, непосредственно измеряемой в эксперименте, является поляризационное отношение коэффициентов отражения $X = R_+/R_-$, причем знак поляризации меняется с помощью некоторого устройства – флиппера. Результат опыта существенно зависит от того, меняется ли при реверсе поляризации нормальная компонента волнового вектора падающей волны.

Рассмотрим случай, когда такое изменение максимально, что имеет место, когда флиппер находится в магнитном поле, пренебрежимо малом по сравнению с B_0 , а градиент B_0 в месте входа нейтрона в поле нормален к поверхности сверхпроводника. Если используется флиппер, в котором нет переменных полей, то полная энергия нейтрона сохраняется и требование малости поля флиппирования отпадает.

Под волновым числом будем понимать нормальную к поверхности сверхпроводника компоненту. В рассматриваемом случае для волнового числа в вакууме у поверхности сверхпроводника имеем:

$$k_{\pm} = \sqrt{k^2 \pm \alpha^2}; \quad \alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} \mu B, \quad (2)$$

где k — волновое число вне поля, а знак минус соответствует направлению спина по г.юлю. Внутри сверхпроводника

$$\frac{d^2 \psi_{\pm}}{dx^2} + (k_1^2 \pm \alpha^2 \exp(-x/\Lambda)) \psi_{\pm} = 0; \quad (3)$$

$$k_1 = \sqrt{k^2 - k_0^2}; \quad k_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2} U$$

(U — средний ядерный потенциал среды). Хотя уравнение Шредингера (3) решается точно, можно, имея в виду поля $B_0 \lesssim 1$ КГс, воспользоваться малостью магнитного потенциала μB_0 по сравнению с ядерным U и применить теорию возмущений в линейном по α^2 приближении:

$$\psi_{\pm} = \exp(ik_1 x) \left(1 \mp \frac{1 + i2k_1 \Lambda}{1 + 4k_1^2 \Lambda^2} \alpha^2 \Lambda^2 \exp(-x/\Lambda) \right). \quad (4)$$

Сшивая волновую функцию (4) с волновой функцией вне вещества, находим коэффициенты отражения и их поляризационное отношение:

$$X = 1 + \frac{4\mu B_0}{U} \frac{k_1}{k} \frac{1 - 4k_0^2 \Lambda^2}{1 + 4k_1^2 \Lambda^2}. \quad (5)$$

Здесь отличие поляризационного отношения от единицы может иметь в принципе любой знак, хотя в большинстве реальных случаев, по-видимому, $k_0 \Lambda \gtrsim 1$. При приближении к порогу поляризационный эффект стремится к нулю вместе с величиной k_1 .

Рассмотрим случай, когда волновое число падающей волны не зависит от поляризации. Такая ситуация возможна, если используется радиочастотный флиппер, находящийся в поле B_0 . Тогда две спиновые компоненты волны имеют различные значения полной энергии за счет обмена энергией с переменным электромагнитным полем, но одинаковые волновые числа k . В глубине сверхпроводника при $x \rightarrow \infty$, напротив, значения волновых чисел различаются: $k'_{\pm} = \sqrt{k_1^2 \mp \alpha^2}$. Путем аналогичных выкладок получаем

$$X = 1 + \frac{4\mu B_0}{U} \frac{k}{k_1} \frac{1}{1 + 4k_1^2 \Lambda^2}. \quad (6)$$

Интересно отметить, что существенно различные выражения (5) и (6) обладают, тем не менее, одинаковой частной производной по Λ^2 .

В более общей геометрии опыта даже при сохранении полной энергии нейтрона возможен случай частичного изменения нормальной компоненты волнового числа. Вводя пока формально параметр $\cos\theta$, для волнового числа в вакууме у поверхности раздела имеем: $k_{\pm} = \sqrt{k^2 \pm \kappa^2 \cos^2\theta}$, тогда как в глубине сверхпроводника $k'_{\pm} = \sqrt{k_1^2 \mp \kappa^2 \sin^2\theta}$. Это дает

$$X = 1 + \frac{4\mu B_0}{U} \left\{ \frac{k_1}{k} \cos^2\theta + \frac{k}{k_1} \sin^2\theta - \frac{4kk_1\Lambda^2}{1 + 4k_1^2\Lambda^2} \right\}. \quad (7)$$


В самом общем случае параметр $\cos\theta$ характеризует как геометрию эксперимента, так и механизм флиппирования. При сохранении полной энергии нейтрона величина θ точно совпадает с углом падения в двух случаях: при флиппировании в поле B_0 и при флиппировании в нулевом поле, когда ∇B_0 направлен по полному импульсу нейтрона.

При $\theta \ll k_1/k$ выражение (7) сводится к (5). В "касательном" случае ($\pi/2 - \theta \ll 1$) приходим к формуле (6). Это выражение использовалось в работах [2, 3], авторы которых учитывали результаты Якобсона [5] для отражения света от пленки с произвольным ходом показателя преломления.

Авторы благодарны А.М. Камчатнову, С.В. Масаловичу, А.П. Сереброву и В.П. Смильге за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Felcher G.P., Hilleke R.O., Grawford R.K. et al. — Rev. Sci. Instr., 1987, vol. 58, p. 609.
2. Felcher G.P., Kampwirth R.T., Gray V.E. and Felici R. — Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 52, p. 1539.
3. Felici R., Penfold J., Ward R.C. et al. — Preprint of Rutherford Appleton Lab., RAL-87-062, 1987.
4. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П./Статистическая физика, ч. II. — М.: Наука, 1978, с. 210.
5. Jacobson R. Progress in Optics/Ed. Wolf E. — North. Holl. Amst., 1966, vol. 5, p. 247.



Препринт ИАЭ-4699/9. М., 1988