

## ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ПРЕЛОМЛЕНИИ И ОТРАЖЕНИИ НА ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

*В.К.Игнатович*

Рассматривается деполяризация нейтронов на границе раздела двух областей с неколлинеарными магнитными индукциями.

Поляризацию ультрахолодных нейтронов (УХН) осуществляют путем пропускания их через намагниченные пленки. При этом нейтроны с одним направлением спина полностью отражаются, а с другим — полностью проходят [1], в результате чего поляризация ожидается 100%. Однако,

в эксперименте [1] она оказалась только на уровне 75%. В работах [2, 3] была сделана попытка объяснить этот результат с помощью неоднородностей поля внутри пленки. В настоящей работе показывается, что деполяризация может происходить непосредственно на границе раздела, если поля  $\mathbf{B}_{1,2}$  внутри и снаружи наклонены друг к другу, так как в этом случае на границе нарушается условие адиабатичности.

В силу непрерывности волновой функции и ее производной на границе раздела матрицы прохождения  $\hat{T}$  из среды 1 в среду 2 и отражения  $\hat{R}$ , связывающие состояния поляризованные по и против поля  $\mathbf{B}$ , могут быть записаны в следующем виде:

$$\hat{T} = \hat{\Phi}_2^{-1} (\hat{k}_{\phi_1} + \hat{k}_{\phi_2})^{-1} 2\hat{k}_{\phi_1} \hat{\Phi}_1, \quad (1)$$

$$\hat{R} = \hat{\Phi}_1^{-1} (\hat{k}_{\phi_1} + \hat{k}_{\phi_2})^{-1} (\hat{k}_{\phi_1} - \hat{k}_{\phi_2}) \hat{\Phi}_1.$$

$$\hat{k}_{\phi_i} = \hat{\Phi}_i \hat{k}_i \hat{\Phi}_i^{-1} = q_{i+} + q_{i-} (\sigma \mathbf{e}_{B_i}); \quad \mathbf{e}_{B_i} = \mathbf{B}_i / B_i,$$

$$\hat{k}_i = q_{i+} + q_{i-} \sigma_z; \quad q_{i\pm} = k_{i\pm} \pm k_{i-}; \quad k_{i\pm} = \sqrt{k_o^2 - u_i \pm k_{B_i}^2},$$

$$u_i = 4\pi N_i b_i; \quad k_{B_i}^2 = 2m|\mu| B_i / \hbar^2; \quad k_o^2 = 2mE_L / \hbar^2, \quad (2)$$

$$\hat{\Phi}_j = \exp[i\phi_j (\mathbf{n} \sigma)]; \quad j = 1, 2; \quad \mathbf{n} = [\mathbf{B}_1 \mathbf{B}_2] / |\mathbf{B}_1 \mathbf{B}_2|,$$

$$\phi_1 - \phi_2 = \theta/2; \quad \theta = \arccos(\mathbf{e}_{B_1} \mathbf{e}_{B_2}); \quad \phi_j = \theta_j/2.$$

Обозначения, использованные в (1), расшифровываются в (2), где  $E_L$  — энергия движения перпендикулярно к границе раздела,  $m$  — масса,  $\mu$  — магнитный момент нейтрона,  $N_i$  — плотность ядер,  $b_i$  — когерентная длина рассеяния нейтрона на одном ядре (для общности можно считать, что вещество имеется по обеим сторонам границы), а  $\theta_i$  — угол между  $\mathbf{B}_i$  и осью  $z$ , направленной вдоль линии пересечения границы раздела с плоскостью векторов  $\mathbf{B}_i$ . Выражения (1) позволяют найти  $\mu_-$  долю нейтронов, выходящих из фольги с перевернутым спином; и  $\mu_+$  — с перевернутым спином:

$$\mu_- = 4k_{1+}k_{2-} |k_{1-} + k_{2+}|^2 \sin^2(\theta/2) / Q,$$

$$\mu_+ = 4k_{1+}k_{2+} |k_{1-} + k_{2-}|^2 \cos^2(\theta/2) / Q, \quad (3)$$

$$Q = k_{1+}k_{1-} + k_{2+}k_{2-} + 2(q_{1+}q_{2+} - q_{1-}q_{2-} \cos \theta).$$

При этом поляризующая способность пленки равна  $P = (\mu_+ - \mu_-) / (\mu_+ + \mu_-) \approx \cos \theta$ . При внешнем поле  $B_2 = 400$  гс внутреннее равно  $B_1 \approx 20000$  гс и поляризации 75% отвечает  $\theta \approx 40^\circ$ , а  $\theta_1 \approx 1^\circ$ .

Существуют разногласия в вопросе о том, как находить  $P$  из поляризационного отношения  $\epsilon$  [1, 4]. Впервые этот вопрос был поднят Тараном [3]. Ответ на него зависит от экспериментальных условий.

В стационарном проточном варианте [1] необходимо учитывать эффект накопления между поляризатором и анализатором [3]. Для простоты будем считать эффективность флиппера равной единице, деполаризацию в промежуточной области — нулю, и введем абстрактный коэффициент потерь  $\lambda$ . Тогда можно записать  $\epsilon = (a_+ + a_- - \beta) / (a_+ + a_- + \beta)$ , где  $a_{\pm} = \mu_{\pm}^2 / (2\mu_{\pm} + \lambda)$ , а  $\beta = 2\mu_+\mu_- / (\mu_+ + \mu_- + \lambda)$ . При  $\lambda \rightarrow \infty$  имеем  $\epsilon \approx p^2$ , а при  $\lambda \rightarrow 0$  и при  $\mu_- \ll \mu_+$  получаем  $\epsilon = (\mu_+ - \mu_-)^2 / [\mu_+ + \mu_-]^2 + 4\mu_+\mu_-] \approx 1 - 8\mu_- / \mu_+$  если воспользоваться соотношением  $p = \sqrt{\epsilon}$ , то  $p$  оказывается заниженным, однако поляризация в промежутке между поляризатором и анализатором при  $\lambda \rightarrow 0$  отличается от  $P$ . Во временипролетной методике накопление исключается [4] и потому при симметрии пленок  $P = \sqrt{\epsilon}$ .

Деполаризацию на границе рездела можно проверить экспериментально, ибо она происходит когерентно, при этом первично поляризованные нейтроны испытывают двойное лучепреломление и двойное лучеотражение. Угол отражения луча с перевернутым спином отличается от угла падения  $\psi$  на величину  $\delta\psi = \pm \text{tg}\psi \mu B / (E \pm \mu B)$ , где  $B$  внешнее поле, а  $E$  — полная энергия нейтрона. Знак  $\pm$  отвечает разным первичным поляризациям. Интенсивность незеркального луча легко найти из (1). Она пропорциональна  $\sin^2\theta$ . Если неколлинеарность  $B_i$  обусловлена анизотропией, то она должна зависеть, как от наклона пленки ко внешнему полю, так и от температуры.

При пропускании поляризованных нейтронов через намагниченную фольгу внутри фольги при неколлинеарности внутренней и внешней индукций магнитного поля происходит двойное лучепреломление. На выходной поверхности фольги каждый из лучей вновь испытывает двойное лучепреломление, при этом оказывается, что лучи с одинаковой поляризацией набирают внутри фольги разность фаз  $\chi = (k_+ - k_-)H$ , где  $H$  — толщина фольги. Изменяя эту разность фаз тем или иным способом, можно наблюдать интерференционные биения интенсивностей с разными поляризациями. Указанный эффект наиболее интересен для нейтронов с энергиями близкими к энергии УХН, поскольку в этом случае угол разлета компонент с противоположными поляризациями на поле  $B$  велик, и интерференционная картина не может интерпретироваться как обычная прецессия спина.

Если намагниченная фольга не является плоскопараллельной, то прошедшие через нее два луча с одинаковой поляризацией оказываются слегка расходящимися, и наблюдая интерференцию слегка расходящихся пучков, можно получить информацию о длине когерентности самого нейтрона.

Автор благодарен В.И.Лушикову и Ю.В.Тарану за полезные дискуссии, а также Ю.М.Останевичу за чрезвычайно стимулирующие и поучительные обсуждения.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
12 июля 1978 г.

### Литература

[1] А.И.Егоров, В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров. ЯФ, 19, 147, 1974.

[ 2 ] А.В.Степанов, А.В.Шелагин. Кр. сообщ. по физ. ФИАН, №9, 37, 1974.

[ 3 ] Ю.В.Таран. ОИЯИ, Р 3-9307, Дубна, 1975 г.

[ 4 ] R. Herdin, A. Attererl, A. R. Taylor, J. M. Pendlebury, R. Golub .  
Nucl. Instr. and Meth., 148, 353, 1978.

---