Краткие сообщения по физике № 9 1977

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

А. В. Степанов[*], А. В. Шелагин[**]

УДК 539.125:523.5

Методами статистической теории многократного рассеяния волн рассмотрено прохождение нейтронов очень низких энергий через ферромагнетик. Получено уравнение, описывающее распространение когерентной нейтронной волны, и выражение для углового распределения нейтронов, рассеянных на неоднородностях среды.

Одним из эффективных методов исследования структуры неоднородностей в ферромагнетике является анализ углового распределения рассеянных тепловых и холодных нейтронов и состояния поляризации прошедшего через мишень нейтронного пучка /1,2/. В последние годы для изучения структуры конденсированных сред были применены нейтроны еще более низких энергий /3,4/. Интерес к изучению взаимодействия нейтронов очень низких энергий ($E_H \sim 10^{-6}-10^{-7}$ эВ) с ферромагнетиком обусловлен также и применением пучков таких нейтронов в ядерной физике и физике элементарных частиц /5-8/. При энергии нейтрона $E_H \backsim 10^{-6}-10^{-7}$ эВ существенно искажение нейтронной волны, которое в ферромагнетике обусловлено оптическим потенциалом U_0, описывающим взаимодействие нейтронов с ядрами вещества, и магнитной индукцией $\vec{B}_0$. В однородном ферромагнетике нейтронная волна обладает двумя показателями преломления, соответствующими двум состояниям поляризации. В неоднородном ферромагнетике можно указать два механизма деполяризации нейтронного поля: во-первых - некогерентное рассеяние на неоднородностях с переворотом спина нейтрона; во-вторых - "перекачка" интенсивности

---

[*] Институт ядерных исследований АН СССР.

[**] Московский физико-технический институт.

от волны с одним состоянием поляризации к волне с другой поляризацией. Последний процесс протекает без потери когерентности нейтронной волны. В случае достаточно большой толщины образца зависимость поляризации пучка нейтронов от длины пути в веществе может быть осциллирующей. Эти осцилляции с увеличением длины пути нейтрона в веществе гаснут.

Оба механизма деполяризации могут быть исследованы с помощью интегрального уравнения Дайсона /9-II/, которому удовлетворяет когерентная составляющая нейтронного поля $\langle\psi(x)\rangle$:

$$\langle\Psi(x)\rangle = \psi_0(x) + \iint G_0(x|x')M(x'|x'')\langle\psi(x'')\rangle dx'dx'', \qquad (I)$$

где через $\psi_0(x)$ и $G_0(x|x')$ обозначены волновое поле в однородной среде и функция Грина соответствующего уравнения Шредингера. $x = \{\vec{r}, \xi\}$ - совокупность переменных задачи, ξ - спиновая переменная нейтрона. В первом неисчезающем приближении относительно флуктуирующей части магнитной индукции $\Delta\vec{B}(\vec{r})$ ($\langle\Delta\vec{B}\rangle = 0$) ядро интегрального уравнения $M(\vec{r}\xi|\vec{r}'\xi')$ имеет вид *)

$$M_1(\vec{r}\xi|\vec{r}'\xi') =$$

$$= \mu_{HO}^2 \sum_{i,j=x,y,z} \sum_{\eta} \langle\Delta B_i(\vec{r})(\sigma_i)_{\xi\eta} G_0(\vec{r}|\vec{r}'\eta)(\sigma_j)_{\eta\xi}\Delta B_j(\vec{r}')\rangle , \qquad (2)$$

$$G_0(\vec{r}\xi|\vec{r}'\xi') = G_0(\vec{r}|\vec{r}'\xi')\delta_{\xi\xi'} \equiv G_{00}(\vec{r}|\vec{r}')I + G_{03}(\vec{r}|\vec{r}')\sigma_z \qquad (3)$$

I - единичная матрица, $\vec{\mu}_H = \mu_{HO}\vec{\sigma}$ - магнитный момент нейтрона; $\vec{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ - матрицы Паули.

Выражение (2) можно преобразовать к следующему виду:

$$M_1(\vec{r}\xi|\vec{r}'\xi') = M_{10}(\vec{r}|\vec{r}')\delta_{\xi\xi'} + \sum_{i=x,y,z} M_{1i}(\vec{r}|\vec{r}')(\sigma_i)_{\xi\xi'} \qquad (4)$$

*) Предполагаем, что неоднородность мишени обусловлена только флуктуациями магнитной индукции.

Компоненты ядра M_{10} и M_{1z} дают поправки к значениям показателя преломления для волн с различной поляризацией, а их мнимые части описывают ослабление когерентной волны за счет рассеяния как с сохранением ориентации спина, так и при деполяризации. Величины M_{1x} и M_{1y} также дают поправки к значениям показателя преломления. Кроме этого M_{1x} и M_{1y} описывают "перекачку" интенсивности от одного компонента когерентной волны к другому. Ось квантования oz направлена вдоль регулярной составляющей вектора магнитной индукции $\vec{B}_0 = \langle \vec{B}(\vec{r}) \rangle$. Если характерный размер неоднородности мал по сравнению с длиной волны нейтрона, то в интегральном слагаемом в уравнении (I) функцию $\langle \psi \rangle$ можно разложить в ряд Тейлора вблизи точки $\vec{r}'' = \vec{r}'$. При вычислении вклада M_{10} и M_{1z} достаточно ограничиться нулевым членом разложения $\langle \psi \rangle$. В случае изотропного векторного поля $\Delta\vec{B}$ для оценки деполяризации когерентной нейтронной волны необходимо учитывать члены разложения $\langle \psi \rangle$ до второго порядка включительно.

Если мишень представляет собой пластину, то решение волнового уравнения удобно искать в виде

$$\langle \psi(\vec{r},\xi) \rangle = e^{ik_y y}\, e^{ik_z z}\, \varphi(x,\xi). \tag{5}$$

Нормаль к поверхности мишени направлена вдоль оси ox.

Для функций $\varphi(x,\xi)$ можно записать следующую систему уравнений:

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m_H}\frac{d^2}{dx^2} - \varepsilon_{K\perp} + \Theta(x)\left[U_0 - \mu_{H0}B_0 + M_{10} + M_{1z}\right]\right\}\varphi(x,+) +$$

$$+ \Theta(x) ik_z [\tilde{M}]\left[\frac{d}{dx} + k_y\right]\varphi(x,-) = 0, \tag{6а}$$

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m_H}\frac{d^2}{dx^2} - \varepsilon_{K\perp} + \Theta(x)\left[U_0 + \mu_{H0}B_0 + M_{10} - M_{1z}\right]\right\}\varphi(x,-) +$$

$$+ \Theta(x) ik_z [\tilde{M}]\left[\frac{d}{dx} - k_y\right]\varphi(x,+) = 0. \tag{6б}$$

Здесь

$$[\tilde{M}] = -\frac{\mu_{H0}^2}{15}\int d\vec{r}\, G_{03}(r)\left[r\frac{d}{dr}B_{LL}(r)\right] r^2, \tag{7}$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 \text{ в объеме мишени} \\ 0 \text{ вне объема мишени}, \end{cases} \tag{8}$$

$$\varepsilon_{K\perp} = E_H - \frac{\hbar^2}{2m_H}(k_y^2 + k_z^2) \tag{9}$$

– энергия движения нейтрона вдоль оси в однородной среде, E_H – энергия падающих нейтронов. Индекс $(\pm)$ соответствует поляризации спина нейтрона по (против) полю $\vec{B}_0$. Для других компонентов M_1 имеем

$$M_{10} \pm M_{1z} \simeq \mu_{HO}^2 \int \left[B_{LL}(r) + \frac{r}{3}\frac{d}{dr} B_{LL}(r)\right]\left[3G_{00}(r) \mp G_{03}(r)\right] d\vec{r}, \tag{10}$$

где

$$B_{LL}(r - r') = \langle \Delta B_e(r) \Delta B_e(r') \rangle,$$
$$\Delta B_e = (\Delta\vec{B}\vec{e}), \quad \vec{e} = (\vec{r} - \vec{r}')/|\vec{r} - \vec{r}'|. \tag{11}$$

B_{LL} – функция продольной корреляции. Как известно /12/, в случае изотропного векторного соленоидального поля эта функция полностью определяет соответствующий тензор корреляции. Для получения оценок будем использовать следующий вид функции $B_{LL}(r)$:

$$B_{LL}(r) = \frac{\langle(\Delta B)^2\rangle}{3} e^{-r/l}. \tag{12}$$

В качестве примера рассмотрим случай, когда энергия нейтронов E_H ниже энергетического барьера в веществе, обусловленного совместным действием ядерного потенциала и намагниченности в однородном поле $\vec{B}_0$, для поляризации вдоль поля и превышает этот барьер при противоположном направлении спина нейтрона. Тогда в однородной мишени волна $\varphi(x,+)$ быстро затухает при движении вглубь мишени, а волна $\varphi(x,-)$ распространяется в веществе, затухая только вследствие рассеяния и поглощения. Решение уравнений (6) методом теории возмущений приводит к следующей оценке для интенсивности деполяризованной когерентной волны:

$$|\varphi_1(L,+)|^2 \sim \left|\frac{2m_H}{\hbar^2}[\hat{M}]\right|^2. \tag{13}$$

При получении оценки мы пренебрегли отражением волны $\varphi(-)$ на границе раздела сред. Полагая $|\mu_{HO}B_O| \sim U_O$ и $\langle(\Delta B)^2\rangle = \delta^2 B_O^2$, отсюда имеем

$$|\varphi_1(L,+)|^2 \simeq 576\delta^4 \left(\frac{b}{l}\right)^4 \left(\frac{4\pi l^3}{3} N\right)^4 (\varkappa l)^2. \qquad (14)$$

$\varkappa = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m_H\left[U_o + |\mu_H B_O| - \varepsilon_{k\perp}\right]}$, b – длина когерентного рассеяния нейтронов на ядрах мишени, L – толщина мишени.

При $\delta = 0{,}01$, $l = 10^{-6}$ см, $\varkappa l = 0{,}5$, $l = 10^{-12}$ см, $N = 8{,}5 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ получаем

$$|\varphi_1(L,+)|^2 \sim 10^{-8}. \qquad (15)$$

Величина эффекта мала, но быстро растет с увеличением масштаба неоднородности. Заметим, что рассматриваемый эффект деполяризации когерентной нейтронной волны зависит от величины основного поля $\vec{B}_o$ не только через коррелятор B_{LL}, но и также вследствие зависимости от поля функции Грина G_{03}. Выделить слабую когерентную волну $\varphi(+)$ на фоне более интенсивного некогерентного рассеянного излучения с той же поляризацией можно, используя метод нейтронной интерферометрии.

Угловое распределение нейтронов, некогерентно рассеянных на флуктуациях магнитной индукции, определяется в первом порядке теории возмущений с искаженными волнами /13,14/

$$\left\langle \frac{d\sigma(\xi)}{d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{(2\pi)^2}\mu_{HO}^2 \left(\frac{m_H}{\hbar^2}\right)^2 \int d\vec{r}\,' \int d\vec{r}\,'' \,\psi^{(+)}(\vec{r}\,',\xi)\psi^{(+)*}(\vec{r}\,'',\xi) \times$$

$$\times \sum_{i,j=x,y,z} \langle \Delta B_i(r')\Delta B_j(r'')\rangle \sum_{\eta} (\sigma_i)_{\xi\eta}(\sigma_j)^*_{\xi\eta}\, \psi^{(-)*}(\vec{r}\,'\eta)\psi^{(-)}(\vec{r}\,''\eta). \qquad (16)$$

Здесь $\psi^{\pm}$ – стационарные состояния рассеяния на однородной мишени.

Рассеяние с переворачиванием спина и образованием ультрахолодного нейтрона эффективно в тонком слое вблизи поверхности мишени, так как плотность конечных состояний для такого перехода затухает при продвижении вглубь вещества. Полное сечение рассеяния на неоднородностях с переворотом спина связано с мнимой частью величин M_{10} и M_{1z} соотношением (оптическая теорема /II/)

$$\mathrm{Im}[M_{10}(p) - M_{1z}(p)] = -\frac{p\sigma(p)}{2}\frac{\hbar^2}{m_n}\frac{1}{V}, \qquad (17)$$

p – волновое число нейтрона, V – объем мишени. Это выражение позволяет оценить эффект деполяризации нейтронной волны за счет некогерентных процессов. Для параметра $N_+/(N_+ + N_-) \approx N_+/N_-$ получаем следующую оценку:

$$N_+/N_- \sim \Sigma/\varkappa \sim 10^{-2}.$$

Здесь Σ^{-1} – длина свободного пробега нейтрона по отношению к рассеянию на неоднородностях ($\Sigma^{-1} \sim 10^{-3}$ см), $\varkappa^{-1}$ – длина затухания волны ($\varkappa^{-1} \sim 10^{-5}$ см). Таким образом, оба механизма деполяризации приводят к результату, существенно меньшему полученной экспериментально величины 0,14 /6/. Возможной причиной такого расхождения является повышенная концентрация неоднородностей мишени.

Развитый в работе подход применим и к анализу отражения тепловых нейтронов от намагниченных зеркал при углах падения, близких к углу полного отражения.

В заключение авторы благодарят С. М. Козела за стимулирующие дискуссии, С. В. Малеева за полезные замечания и А. Штайерла, приславшего препринт своей работы.

Поступила в редакцию
6 июня 1977 г.

Литература

1. O. Halpern, T. Holstein, Phys. Rev., 59, 960 (1941); см. перевод в книге "Физика ферромагнитных областей", ИИЛ, 1951 г., стр. 294.
2. С. В. Малеев, В. А. Рубан, ЖЭТФ 62, 415 (1972); 58, 159 (1970).

3. A. Steyerl, кн. "II Международная школа по нейтронной физике" Алушта 1974 г. Препринт ОИЯИ Д3-7991, Дубна, 1974 г., стр. 42.
4. R. Lermer, A. Steyerl, Phys. Stat. Sol., 33a, 531 (1976).
5. Ф. Л. Шапиро, Сообщения ОИЯИ Р3-7135, Дубна, 1973 г.
6. А. И. Егоров, В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Г. Д. Порсев, А. П. Серебров, Ядерная физика, 19, 300 (1974).
7. Ю. В. Таран, Сообщения ОИЯИ Р3-9307, Дубна, 1975 г.
8. В. М. Ефимов, В. И. Игнатович, Сообщения ОИЯИ Р4-8253, Дубна, 1974 г.
9. А. В. Степанов, "Физика элементарных частиц и атомного ядра" 7, 989 (1976).
10. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере , изд. "Наука", М., 1967 г.
11. Ю. Н. Барабаненков, УФН, 117, 49 (1975).
12. А. С. Монин, А. М. Яглом, Статистическая гидромеханика, часть II изд. "Наука", М., 1967 г.
13. Дж. Тейлор, Теория рассеяния, изд. "Мир", М., 1975 г.
14. А. В. Степанов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 3 (1976).