



УДК 539.121.7

НГУЕН ДИНЬ ЗУНГ

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЯДРАМИ

Пусть пучок поляризованных нейтронов падает на кристалл с поляризованными ядрами, обладающими спином J . Если пренебречь взаимодействием спин-системы с решеткой, то дифференциальное сечение рассеяния можно определить по выражению [1]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_p'} = \frac{m^2}{(2\pi)^3 \hbar^5} \cdot \frac{p'}{p} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{i}{\hbar} (E_p' - E_p) t} \text{Sp}\{\rho_n \rho_{\text{я}} \langle V_{p',p}^+ V_{p',p}(t) \rangle\} dt, \quad (1)$$

где $\rho_n = \frac{1}{2} (I + \bar{P}_0 \bar{\sigma})$ — спиновая матрица плотности падающего пучка нейтронов; \bar{P}_0 — вектор поляризации нейтронов; $\rho_{\text{я}}$ — спиновая матрица плотности ядер.

$$V_{p',p}^i = \sum_l [A_l + \frac{1}{2} B_l (\bar{\sigma} \bar{J}_l)] \exp(i \bar{q} \bar{R}_l) - \\ - \frac{4\pi \hbar^2}{m} r_0 \gamma \frac{1}{2} \sum_j F_j(q) \exp(i \bar{q} \bar{R}_j) (\bar{S}_j (\bar{\sigma} - (\bar{e}\bar{\sigma})\bar{e})).$$

Все остальные обозначения аналогичны [2]. Если принять $L_j = (\bar{S}_j (\bar{\sigma} - (\bar{e}\bar{\sigma})\bar{e}))$, $\bar{M}_j = \bar{S}_j - (\bar{e}\bar{S}_j)\bar{e}$, то шпур, определяющий дифференциальное сечение (1), после весьма громоздких вычислений можно представить в виде:

$$\text{Sp}\{\rho_n \rho_{\text{я}} \langle V_{p',p}^+ V_{p',p}(t) \rangle\} = \text{Sp}\{\rho_n \langle V_{p',p}^+ V_{p',p}(t) \rangle\} - \\ - \frac{1}{4} \sum_l B_l^2 J_l (J_l + 1) \chi_{ll}(qt) + \frac{1}{4} \sum_{ll'} B_l B_{l'} \langle \bar{J}_l(0) \bar{J}_{l'}(t) \rangle \chi_{ll'}(qt) + \\ + \frac{1}{2} \sum_{ll'} (A_l B_{l'} + A_{l'} B_l) \bar{J} (\bar{P}_{\text{я}} \bar{P}_0) \chi_{ll'}(qt) - \frac{\pi \hbar^2}{m} r_0 \gamma \times \\ \times \sum_{ij} B_i F_j(q) \bar{J} \bar{P}_{\text{я}} \{ \bar{M}_j (\chi_{ij}(qt) + \chi_{ji}(qt)) + i [\bar{P}_0 \times \bar{M}_j] (\chi_{ij}(qt) - \chi_{ji}(qt)) \}, \quad (2)$$

где $\bar{P}_{\text{я}} = \langle \bar{J} \rangle / J$ — вектор поляризации ядра мишени $\chi_{ll'}(qt) = \langle e^{-i \bar{q} \bar{R}_l} e^{i \bar{q} \bar{R}_{l'}(t)} \rangle$.

Первый член выражения (2) описывает рассеяния поляризованных нейтронов на мишени с неполяризованными ядрами, спины которых некоррелированы [3]. Из (2) также ясно, что в случае отличной от нуля поляризации ядер наблюдается интерференция между магнитным и зависящим от спина вкладом в ядерное рассеяние.

Важно обратить внимание на то, что дважды дифференциальное сечение рассеяния в поляризованной мишени содержит корреляционную функцию ядерных спинов. Таким образом, исследование неупругого рассеяния нейтронов позволяет определить эту важную характеристику. Отметим, что в отличие от случая магнитной подсистемы характерные энергии возбуждения ядерной спиновой подсистемы лежат в области 10^{-6} — 10^{-7} эВ. В данном случае поэтому для изучения процесса необходимо применять либо кристалл-дифракционные методы исследования, либо ультрахолодные нейтроны.

Рассмотрим теперь вектор поляризации рассеянных нейтронов:

$$\bar{P} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Sp} \{ \rho_n \rho_{\text{я}} \langle V_{p',p}^+ \bar{\sigma} V_{p',p}(t) \rangle \} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (E_{p'} - E_p) t \right] dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Sp} \{ \rho_n \rho_{\text{я}} \langle V_{p',p}^+ V_{p',p}(t) \rangle \} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (E_{p'} - E_p) t \right] dt}. \quad (3)$$

Оказывается, что выражение (3) можно представить в следующем виде:

$$\bar{P} = \frac{\bar{g}_1 + \bar{g}_2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Sp} \{ \rho_n \rho_{\text{я}} \langle V_{p',p}^+ V_{p',p}(t) \rangle \} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (E_{p'} - E_p) t \right] dt},$$

где первый член в числителе \bar{g}_1 такой же, как при рассеянии с бесспиновыми ядрами (т. е. с равными нулю амплитудами B_l), а \bar{g}_2 равняется следующему выражению:

$$\begin{aligned} \bar{g}_2 = & \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{\frac{i}{\hbar} (E_{p'} - E_p)t} \left\{ \sum_{ll'} \frac{j}{2} (A_l B_{l'} + A_{l'} B_l) \bar{P}_{\text{я}} - \right. \\ & - \frac{ij}{2} (A_l B_{l'} - A_{l'} B_l) [\bar{P}_0 \times \bar{P}_{\text{я}}] + \frac{1}{4} B_l B_{l'} (2J^2 (\bar{P}_0 \bar{P}_{\text{я}}) \bar{P}_{\text{я}} - \\ & - \bar{P}_0 \langle \bar{J}_l(0) \bar{J}_{l'}(t) \rangle) \chi_{ll'}(qt) + \sum_{lj} \frac{j \pi \lambda^2}{m} r_0 \gamma B_l F_j(q) [i [\bar{M}_j \times \bar{P}_{\text{я}}] (\chi_{lj}(qt) - \\ & - \chi_{jl}(qt)) + (\bar{P}_{\text{я}} (\bar{M}_j \bar{P}_0) + \bar{M}_j (\bar{P}_{\text{я}} \bar{P}_0) - \bar{P}_0 (\bar{P}_{\text{я}} \bar{M}_j)) (\chi_{jl}(qt) - \chi_{lj}(qt))] \}. \quad (4) \end{aligned}$$

В соответствии с (5) вектор поляризации рассеянных нейтронов даже для неполяризованной мишени позволяет получить информацию о корреляционной функции спинов ядер. В этом случае

$$\bar{g}_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{4} \sum_{ll'} B_l B_{l'} \langle \bar{J}_l(0) \bar{J}_{l'}(t) \rangle \chi_{ll'}(qt) \bar{P}_0 e^{\frac{i}{\hbar} (E_{p'} - E_p)t} dt.$$

Автор выражает глубокую благодарность В. Г. Барышевскому за постановку вопроса и полезные обсуждения.

Список литературы

1. Барышевский В. Г., Коренная Л. Н. // Докл. АН БССР. 1966. Т. 10. № 1. С. 926.
2. Изюмов Ю. А. // УФН. 1963. Т. 80. С. 41.
3. Изюмов Ю. А., Озеров Р. П. Магнитная нейтронография. М., 1966.

Поступила в редакцию 19.11.85.