Письма в ЖЭТФ, том, 20, вып. 8, стр. 575 – 577 *20 октября 1974 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ПРЕЦЕССИИ СПИНА НЕЙТРОНОВ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В.Г.Барышевский

Показано, что даже при антиферромагнитном упорядочении спинов решетки (и, как следствие, равном нулю среднем магнитном поле мишени) возможно наблюдать явление прецессии спина нейтронов, а также получить поляризованные пучки нейтронов.

Хорошо известно [1], что при прохождении нейтронов через ферромагнетик возникает прецессия их спина в макроскопическом магнитном поле, созданном поляризованными электронами. Если среднее по мишени значение вектора поляризации электронов равно нулю, то макроскопическое магнитное поле равно нулю и прецессии спина нет. Сказанное означает, что при прохождении нейтронов через антиферромагнетик прецессия спина нейтронов отсутствует.

Аналогичным образом и явление ядерной прецессии спина нейтронов, предсказанное в работе Подгорецкого и автора [2] (экспериментально обнаруженное недавно в опытах группы Абрагама [3]), отсутствует при антиферромагнитном упорядочении спинов ядер[1)] вследствие равенства нулю среднего эффективного квазимагнитного ядерного поля.

Ниже будет показано, что, несмотря на сказанное выше, даже при антиферромагнитном упорядочении спинов возможно наблюдать явление магнитной (ядерной) прецессии спина нейтронов, если последние испытывают в мишени дифракцию.

Изучим далее для конкретности случай дифракции в плоскопараллельной пластинке коллинеарного антиферромагнетика толщины l со спинами электронов (ядер), направленными перпендикулярно поверхности пластинки. Выберем ось z системы координат, перпендикулярную поверхности пластинки, в качестве оси квантования. В этом случае состояние нейтрона со спином параллельным (антипараллельным) оси z Ψ_+ (Ψ_-) является стационарным и дифракцию таких нейтронов можно рассматривать независимо. Как следствие, для анализа процесса дифракции можно воспользоваться хорошо известной теорией динамической дифракции в неполяризованном кристалле [5, 6]. Согласно этой теории в случае симметричной дифракции Лауэ на системе плоскостей, определяемой вектором обратной решетки τ, волновая функция, описывающая нейтроны, прошедшие через пластинку, имеет вид

$$\Psi_\pm = \frac{(2\epsilon_2^\pm - g_\pm(0))\, e^{ik_0\epsilon_1^\pm \frac{l}{\gamma}} - (2\epsilon_1^\pm - g_\pm(0))\, e^{ik_0\epsilon_2^\pm \frac{l}{\gamma}}}{2(\epsilon_2^\pm - \epsilon_1^\pm)}\, e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}} -$$

[1)] Антиферромагнитное упорядочение ядерных спинов обнаружено экспериментально группой Абрагама (см. [4] и цитированную там библиографию).

$$-\frac{g_\pm(\vec{\tau})}{2(\epsilon_2^\pm-\epsilon_1^\pm)}\left[e^{ik_o\epsilon_1^\pm\frac{l}{\gamma}}-e^{ik_o\epsilon_2^\pm\frac{l}{\gamma}}\right]e^{i(\mathbf{k}_o+2\pi\vec{\tau})\mathbf{r}}, \qquad (1)$$

$$\epsilon_1^\pm=\frac{1}{4}[2g_\pm(0)-a]+\frac{1}{4}\sqrt{a^2+4g_\pm(\vec{\tau})g_\pm(-\vec{\tau})},$$

$$\epsilon_2^\pm=\frac{1}{4}[2g_\pm(0)-a]-\frac{1}{4}\sqrt{a^2+4g_\pm(\vec{\tau})g_\pm(-\vec{\tau})},$$

$\gamma=\mathbf{k}_o\mathbf{n}/k_o$, $\mathbf{n}$ – нормаль к поверхности пластинки, $\mathbf{k}_o$ – волновой вектор падающих частиц, $a=\frac{2\pi\vec{\tau}(2\pi\vec{\tau}+2k_o)}{k_o^2}$, $g_\pm(\vec{\tau})=\frac{4\pi}{\Omega k_o^2}\sum_j f_{j\pm}(\vec{\tau})e^{-i2\pi\tau\rho_j}$,

Ω – объем элементарной ячейки, ρ_j – координата j центра в ячейке, $f_{j\pm}(\vec{\tau})$ – амплитуда упругого когерентного рассеяния нейтрона со спином параллельным (антипараллельным) оси z на центре, входящем в состав элементарной ячейки (из мнимой части f_j исключен вклад в полное сечение, обусловленный упругим когерентным рассеянием). При дифракции в ядерном антиферромагнетике, например, $f_{j\pm}(\vec{\tau})=(a\pm\beta p_{jz})e^{-w(\vec{\tau})}$, поляризация ядер $p_{jz}=\pm|p|$, $e^{-w(\vec{\tau})}$ – фактор Дебая – Уоллера.

Используя (1) можно найти вектор поляризации нейтронов за пластинкой при произвольном начальном направлении их спина.

Если дифракция отсутствует ($a >> g$), то из (1) вытекает, что вектор поляризации нейтронов за пластинкой имеет следующие поперечные компоненты (вектор поляризации нейтронов до пластинки направлен по оси x):

$$P_x=\cos\left\{k_o\frac{\mathrm{Re}\,(g_+(0)-g_-(0))}{2}\frac{l}{\gamma}\right\}\exp\left\{-\frac{k_o\mathrm{Im}(g_+(0)+g_-(0))}{2}\frac{l}{\gamma}\right\} \qquad (2)$$

P_y получается из P_x заменой cos на – sin.

При наличии дифракции вектор поляризации нейтронов движущихся в направлении ($\mathbf{k}_o+2\pi\vec{\tau}$) имеет следующие компоненты (для простоты предположено точное выполнение условий Брэгга ($a=0$):

$$P_x=\frac{1}{4}\left\{\cos\left[k_o\,\mathrm{Re}\,(\epsilon_1^+-\epsilon_1^-)\frac{l}{\gamma}\right]\exp\left[-k_o\mathrm{Im}(\epsilon_1^++\epsilon_1^-)\frac{l}{\gamma}\right]-\right.$$

$$-\cos\left[k_o\,\mathrm{Re}\,(\epsilon_1^+-\epsilon_2^-)\frac{l}{\gamma}\right]\exp\left[-k_o\mathrm{Im}(\epsilon_1^++\epsilon_2^-)\frac{l}{\gamma}\right]-\cos\left[k_o\mathrm{Re}\,(\epsilon_2^+-\epsilon_1^-)\frac{l}{\gamma}\right]\times$$

$$\left.\times\exp\left[-k_o\mathrm{Im}(\epsilon_2^++\epsilon_1^-)\frac{l}{\gamma}\right]+\cos\left[k_o\mathrm{Re}(\epsilon_2^+-\epsilon_2^-)\frac{l}{\gamma}\right]\exp\left[-k_o\mathrm{Im}(\epsilon_2^++\epsilon_2^-)\frac{l}{\gamma}\right]\right\} \qquad (3)$$

P_y получается из P_x заменой cos на – sin.

Перейдем к анализу полученных соотношений.

Прежде всего заметим, что в отсутствие дифракции согласно (2) нейтроны прецессируют только при отличной от нуля разности $g_+(0) - g_-(0)$. Это имеет место только в случае, когда спины мишени поляризованы преимущественно в одном направлении [2].

Иная ситуация возникает при наличии дифракции. В этом случае даже в антиферромагнетике структурная амплитуда $g_\pm(\vec{r})$ зависит от ориентации спина падающей частицы (см. [8], § 26, 27). Как следствие, интересующие нас разности величин $\epsilon^\pm_{1,2}$ определяются для антиферромагнетика следующими равенствами $(\alpha = 0)$

$$\epsilon^+_1 - \epsilon^-_1 = -(\epsilon^+_2 - \epsilon^-_2) = \frac{g_+(\vec{r}) - g_-(\vec{r})}{2}; \quad \epsilon^+_1 - \epsilon^-_2 = -(\epsilon^+_2 - \epsilon^-_1) = \frac{g_+(\vec{r}) + g_-(\vec{r})}{2}. \qquad (4)$$

Согласно (3), (4) в условиях дифракции даже в антиферромагнетике (так же как и ферромагнетике [7]) спин нейтрона может прецессировать на четырех частотах (двух разных по модулю частотах).

Остановимся теперь на дифракции в случае Брэгга. Так как теория, описывающая дифракцию каждой компоненты спина по виду полностью совпадает с динамической теорией дифракции в неполяризованном кристалле, то для каждой компоненты спина нейтронной волны можно сразу выписать коэффициент дифракционного отражения (см., например, [8]). Указанные коэффициенты зависят от величин $\epsilon_{1,2}$ имеющих в нашем случае разные значения для различных направлений спина падающего нейтрона. Как следствие коэффициенты дифракционного отражения будут иметь максимумы при различных углах падения частиц. Следовательно, так же, как при дифракционном отражении от ферромагнетика в рассматриваемом случае возможно вызвать отражение только одной компоненты спина падающего пучка и получить таким образом поляризованный пучок нейтронов.

Белорусский
государственный университет
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
23 сентября 1974 г.

Литература

[1] И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов. Физика нейтронов низких энергий, М., Изд. Наука, 1965.

[2] В.Г.Барышевский, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ, 47, 1057, 1964.

[3] A.Abragam, G.L.Bacchella, H.Glattli, P.Meriel, J.Piesvaux, M.Pinot. C.R.Acad. Sc. 274, 423, 1972.

[4] M.Goldman, M.Chapellier. Vu Hoang Chau, A.Abragam. Phys. Rev., B10, 226, 1974.

[5] Ю.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, 48, 327, 1965.

[6] Batterman, Cole. Rev. Mod. Phys., 33, 332, 1961.

[7] В.Г.Барышевский. ЖЭТФ, 51, 1587, 1966.

[8] Ю.А.Изюмов, Р.П.Озеров. Магнитная нейтронография. М., изд. Наука, 1966.