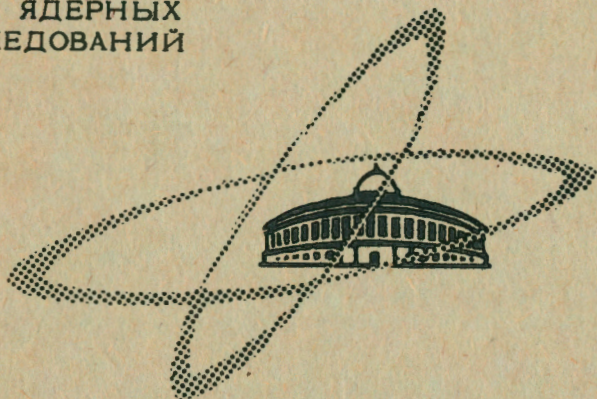


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

**Р4 - 4202**



В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная

ДИФРАКЦИЯ ВОЛН ПРИ НАЛИЧИИ  
НЕСКОЛЬКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

**P4 - 4202**

**В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная**

**ДИФРАКЦИЯ ВОЛН ПРИ НАЛИЧИИ  
НЕСКОЛЬКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ**

Направлено в ЖЭТФ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

1. Рассмотрим упругое когерентное рассеяние нейтронов в намагниченном образце с неполяризованными ядрами. Дифференциальное сечение такого рассеяния определяется следующим выражением (см. напр. /1/)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (b^2 + 2bf + f^2) \left| \sum_j e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_j} \right|^2 e^{-2W_K}, \quad (1)$$

где  $b$  - когерентная длина ядерного рассеяния,  $f$  - амплитуда когерентного магнитного рассеяния,  $\vec{k}$  - переданный импульс,  $e^{-2W_K}$  - фактор Дебая-Уоллера. Суммирование идет по координатам атомов кристалла, знак "+" (-) относится к нейтронам со спином, параллельным (антипараллельным) вектору  $\vec{q} = \vec{s}(\vec{s} \cdot \vec{m}) - \vec{m}$ ;  $\vec{m}$  - единичный вектор в направлении поляризации атомов,  $\vec{s} = \frac{\vec{k}}{k}$ . Согласно (1), зависимость  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  от направления спина нейтронов связана только с интерференцией магнитного и ядерного рассеяний. На этом основании обычно делается заключение, что в чисто магнитном упругом рассеянии невозможно появление поляризации у первоначально неполяризованного пучка нейтронов /1,2/.

Следует, однако, заметить, что указанное выше утверждение основано на анализе выражения для дифференциального сечения, не учитывающего процессов когерентного перерассеяния, приводящих к изменению длины волны излучения в среде. Такими процессами в случае упругого рассеяния можно пренебрегать только для размеров кристалла  $l < \frac{1}{k(n-1)} \approx 10^{-4}$  см

( $K$  - волновой вектор нейтрона,  $n$  - показатель преломления), т.е. для размеров мишени, при которых несущественна первичная экстинкция. В противном случае для описания рассеяния необходимо применять методы, используемые в динамической теории дифракции излучения в кристаллах.

Возникающее в среде изменение длины волны  $\lambda$ , учитываемое в динамической теории, зависит не только от величины, но и от знака взаимодействия частиц с рассеивателями. Так как магнитное взаимодействие имеет разный знак для противоположных направлений спина нейтрона, то и изменение длины волны нейтронов в среде разное для обеих компонент спина. А это, в свою очередь, приводит к тому, что несколько разными становятся и зависящие от  $\lambda$  углы Брэгга, при которых происходит дифракционное отражение нейтронов с противоположным направлением спина.

Рассмотрим этот вопрос более подробно.

II. Оператор магнитного взаимодействия нейтрона с  $i$ -электроном имеет вид:

$$V_1(\vec{r}) = -\vec{\mu}_n \vec{H}_1 = -4\mu_n \mu_e \vec{S}_n \text{ rot rot } \frac{\vec{S}_1}{|\vec{r} - \vec{R}_1|}, \quad (2)$$

где  $\vec{S}_n$  и  $\vec{S}_1$  - операторы спина нейтрона и  $i$ -го электрона;  $\vec{r}$  - координата нейтрона,  $\vec{R}_1$  - координата  $i$ -го электрона;  $\mu_n, \mu_e$  - величины магнитных моментов нейтрона и электрона соответственно.

Уравнение, описывающее поведение когерентной нейтронной волны, получается из уравнения Шредингера путем замены потенциала  $V(\vec{r}) = -\vec{\mu}_n \sum_i \vec{H}_i(\vec{r})$  на усредненный по состоянию электронов в кристалле потенциал  $\langle V(\vec{r}) \rangle = -\vec{\mu}_n \sum_i \langle \vec{H}_i(\vec{r}) \rangle$ . Такая замена означает, что мы пренебрегаем затуханием когерентной волны по мере прохождения через кристалл вследствие неупругих процессов и процессов рассеяния с переворотом спина (это можно сделать для толщин  $\ell < \frac{1}{N\sigma} \approx 1 - 10$  см),

$N$  - число рассеивателей в единице объема,  $\sigma$  - полное сечение некогерентного рассеяния).

Из сказанного выше следует, что исследование прохождения когерентной нейтронной волны сводится к исследованию прохождения нейтронов через магнитное поле, образованное периодически расположенными поляризованными электронами. Хорошо известно, что вследствие медленного спада магнитного поля диполя с расстоянием ( $\approx \frac{1}{r^3}$ ) суммарное поле диполей существенно зависит от формы кристалла, который они образуют, и от ориентации спина электронов (намагниченности) относительно поверхности кристалла. Рассмотрим ниже наиболее простой случай симметричной дифракции Брэгга в плоскопараллельной пластинке с электронами, поляризованными параллельно ее поверхности. Тогда суммарное магнитное поле диполей, в котором происходит дифракция, сосредоточено внутри пластины, испытывая быстрое спадание до нуля на атомных расстояниях вблизи ее поверхности. Это позволяет непосредственно использовать результаты, полученные при исследовании дифракции нейтронов в кристаллах, вызванной короткодействующим взаимодействием с ядрами.

Дифракция в поляризованном кристалле отличается от дифракции в неполяризованном образце наличием зависимости взаимодействия от направления спина частицы. Если выбрать ось квантования параллельно вектору поляризации электронов  $\vec{m}$ , то система уравнений, описывающая симметричное дифракционное отражение, распадается на две независимые системы (одна - для нейтрона со спином, параллельным  $\vec{m}$ , другая - для нейтронов с противоположным направлением спина), по виду совершенно аналогичные уравнениям, описывающим дифракцию в неполяризованном кристалле (см. также /3/).

Применяя результаты, полученные для коэффициента дифракционного отражения в неполяризованном кристалле /4/, получаем следующее выражение для коэффициента отражения  $R_1$  ( $R_2$ ) нейтрона со спином, направленным параллельно (антипараллельно)  $\vec{m}$ :

$$R_{1(2)} = |W_{1(2)}(2\pi\vec{r})|^2 \left| \frac{1 - \exp[i(Z_{1(2)}^{(-)} - Z_{1(2)}^{(+)})\ell]}{(2\epsilon_{1(2)}^{(+)} - W_{1(2)}^{(0)}) - (2\epsilon_{1(2)}^{(-)} - W_{1(2)}^{(0)}) \exp[i(Z_{1(2)}^{(-)} - Z_{1(2)}^{(+)})\ell]} \right|^2, \quad (3)$$

где  $W_{1(2)}^{(0)} = -\frac{4\pi N}{k^2} b + \frac{2m\mu_n}{\hbar^2 k^2} 4\pi M$ ,  $b$  - когерентная длина рассеяния,  $M$  - намагниченность образца,

$$W_{1(2)}(2\pi\vec{r}) = \left[ -\frac{4\pi N}{k^2} b + \frac{2m\mu_n}{\hbar^2 k^2} 4\pi M F(2\pi\vec{r}) \right] e^{-W_{2\pi\vec{r}}}, \quad F(2\pi\vec{r}) =$$

- спиновый формфактор атома,  $e^{-W_{2\pi\vec{r}}}$  - фактор Дебая-Уоллера,  $2\pi\vec{r}$  - вектор обратной решетки,  $Z_{1(2)}^{(\pm)} = \frac{k}{\gamma_0} \epsilon_{1(2)}^{(\pm)}$ ,  $\gamma_0$  - косинус угла падения пучка  $\epsilon_{1(2)}^{(\pm)} = \frac{1}{4} \left\{ \alpha \pm [(\alpha - 2W_{1(2)}^{(0)})^2 - 4W_{1(2)}^2(2\pi\vec{r})]^{\frac{1}{2}} \right\}$ ,  $\alpha = \frac{2\pi\vec{r}(2\pi\vec{r} + 2\vec{k})}{k^2}$ .

Из (3) следует, что для углов падения нейтронной волны, при которых выполнены условия

$$(2W_1(0) - \alpha)^2 < 4W_1^2(2\pi\vec{r}) \quad (4)$$

$$(2W_2(0) - \alpha)^2 > 4W_2^2(2\pi\vec{r}),$$

коэффициент отражения  $R_1$  становится равным единице, в то время как  $R_2 \ll 1$ .

Наоборот, если выполнены условия

$$(2W_2(0) - \alpha)^2 < 4W_2^2(2\pi\vec{r}) \quad (5)$$

$$(2W_1(0) - \alpha)^2 > 4W_1^2(2\pi\vec{r}),$$

то  $R_2 = 1$ , а  $R_1 \ll 1$ .

Согласно (4) и (5), учёт динамических эффектов приводит к тому, что даже при отсутствии взаимодействия с ядрами ( $b=0$ ) в некоторой определенной области углов падения, задаваемой неравенствами (5,6), возможно полное чисто магнитное отражение одной определенной компоненты нейтронного пучка. Другими словами, если на кристалл падает неполяризованная плоская волна, то, согласно (4,5), всегда найдутся углы, при которых отраженный пучок будет полностью поляризован независимо

от соотношения между ядерным и магнитным рассеянием. Учтем теперь, что в реальном пучке имеется некоторый разброс импульсов по величине и направлению. Тогда, если разброс импульсов много меньше ширины области полного отражения, сказанное выше остается справедливым. Однако, если неопределенность импульса в пучке много больше ширины области полного отражения, то для нахождения интенсивности отраженного пучка необходимо использовать интегральный коэффициент отражения  $R'_{1(2)}$ . Так как при  $b=0$  ширина области полного отражения одинакова для обеих компонент спина, то  $R'_1 = R'_2$ , и поляризация пучка за счёт только магнитного взаимодействия станет невозможной. Интерференция ядерного и магнитного рассеяний приводит к тому, что ширина области полного отражения различна для двух возможных направлений спина в падающей волне. Как следствие, интегральные коэффициенты  $R'_1$  и  $R'_2$  не равны друг другу, и возникает возможность поляризации пучка. При этом, так же как и в случае, не учитывающем первичной экстинкции, становится важным соотношение между ядерным и магнитным рассеянием /1,2/.

III. До сих пор мы интересовались явлением отражения. Сделаем теперь несколько замечаний о случае, когда первичная и дифрагированная волны проходят через пластинку (случай Лауэ). В отсутствие дифракции известен довольно широкий круг явлений, возникающих при прохождении нейтронов и  $\gamma$ -квантов через среду, обладающую несколькими показателями преломления. Так, при распространении нейтронов (мессбауэровских  $\gamma$ -квантов) в среде с поляризованными ядрами показатель преломления нейтронов ( $\gamma$ -квантов) со спином, направленным параллельно вектору поляризации ядер, не равен показателю преломления нейтронов ( $\gamma$ -квантов) с противоположным направлением спина. Как следствие этого, возникает вращение спина нейтронов и плоскости поляризации  $\gamma$ -квантов<sup>5/</sup> x/. Аналогичной причиной обусловлены хорошо известные явления магнитного вращения плоскости поляризации  $\gamma$ -квантов и прецессии спина нейтронов, проходящих через ферромагнетик. Частота

<sup>x/</sup> Предполагается, что пучок  $\gamma$ -квантов распространяется вдоль вектора поляризации мишени. Для  $\gamma$ -квантов, падающих перпендикулярно вектору поляризации мишени, стационарным являются состояния с плоской поляризацией, параллельной и перпендикулярной вектору поляризации ядер, что приводит к возникновению явления двойного лучепреломления.

изменения поляризации определяется разностью показателей преломления соответствующих стационарных состояний излучения в среде. Вспомним теперь, что в кристалле в условиях Брэгга появляются дифрагированные волны. Как следствие, в этом случае становится существенно иным характер изменения поляризации в указанных выше явлениях. Оказывается, например, что нейтроны прецессируют в кристалле с несколькими частотами, зависящими от угла падения пучка и ориентации поверхности кристалла относительно кристаллографических плоскостей. Появление таких аномалий обязано в конечном счёте тому, что в периодической решетке энергетический спектр частицы имеет зонную структуру<sup>/3/</sup>. Ясно, что аналогичная ситуация имеет место и для мёссбауэровских  $\gamma$ -квантов. Т.е. как вращение плоскости поляризации  $\gamma$ -квантов, так и изменение типа поляризации в явлении двойного лучепреломления будут происходить с несколькими частотами. Формальное описание указанных явлений совершенно аналогично случаю нейтронов и для этого можно воспользоваться соответствующим образом обобщенными на случай поляризованных ядер и ядер, находящихся во внешних полях, уравнениями, приведенными в<sup>/6/</sup>. Отметим также, что, как следует из результатов работы<sup>/7/</sup>, для  $\gamma$ -квантов, так же как и для нейтронов<sup>/3/</sup>, возможно вызвать резонансное изменение плоскости поляризации переменным внешним полем. Причём в случае дифракции будет несколько резонансных частот.

Заметим в заключение, что возникновение  $\gamma$  электронов в периодическом магнитном поле, образованном поляризованными ядрами, зонного спектра скажется также на электронном парамагнитном резонансе и (вследствие изменения спектра магнитных поверхностных уровней<sup>/8/</sup>) на циклотронном резонансе. Так, например, в опытах по исследованию сдвига частоты электронного парамагнитного резонанса в металле с поляризованными ядрами в случае эффекта Оверхаузера<sup>/8/</sup> должны наблюдаться не одна, а несколько частот (ср.<sup>/2/</sup>).

Авторы выражают глубокую благодарность М.И.Подгорецкому за обсуждение и полезные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.А.Изюмов, Р.П.Озеров. "Магнитная нейтронография". Изд-во "Наука", 1966 г.
2. W.C.Hamilton. "Acta skrystallographica" 11, 585, 1958.
3. В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная, ДАН БССР 12, 25, 1968.
4. Ю.Каган, А.Афанасьев, И.Перстнев, ЖЭТФ, 54, 1530, 1968.
5. В.Г.Барышевский. Ядерная физика, 4, 714, 1967.
6. А.Афанасьев, Ю.Каган, ЖЭТФ 48, 327, 1965.
7. В.Барышевский, В.Любошиц, М.Подгорецкий. Ядерная физика 1, 27, 1965.
8. М.С.Хайкин, УФН 96, 409, 1968.
9. А.Абрагам "Ядерный магнетизм", И.Л., 1963 г., стр. 349.

Рукопись поступила в издательский отдел

16 декабря 1968 года.