

Нейтронная интерферометрия

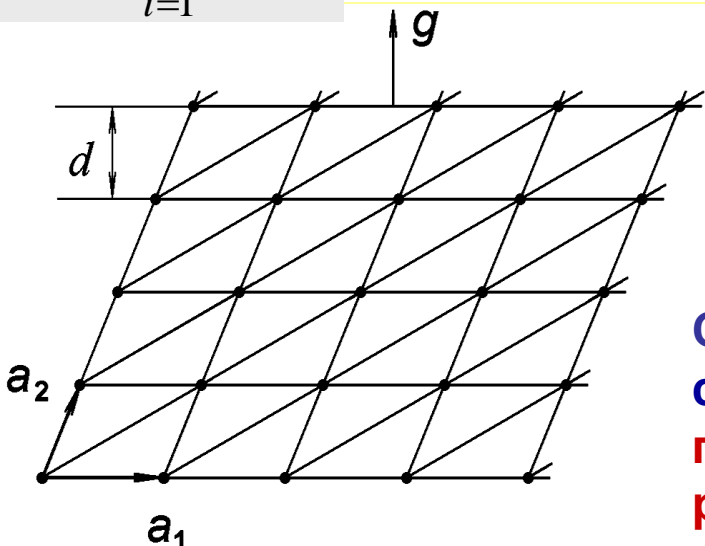
В.В. Федоров

IV Школа по физике поляризованных нейтронов
17 - 18 декабря 2015 года
Гатчина, Орлова Роща, НИЦ КИ ПИЯФ

Потенциал кристалла

Кристалл состоит из одинаковых атомов (ячеек). Положения ядер (ячеек) в кристалле \mathbf{r}_n определяются базисными векторами решетки $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$:

$$\mathbf{r}_n = \sum_{i=1}^3 n_i \mathbf{a}_i, \quad n_i - \text{целые числа}$$



Потенциал взаимодействия нейтрона с кристаллом, с одной стороны, есть **сумма потенциалов атомов (ячеек)**, расположенных в узлах решетки \mathbf{r}_n ,

$$V(\mathbf{r}) = \sum_n V_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n)$$

С другой стороны, его можно представить в виде **суммы потенциалов кристаллографических плоскостей (разложение по векторам обратной решетки)**. Каждую систему плоскостей можно

задать вектором обратной решетки \mathbf{g} , который перпендикулярен плоскостям и равен по величине $|\mathbf{g}| = 2\pi/d$, где d – межплоскостное расстояние.

$$V(\mathbf{r}) = \sum_n V_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) = \sum_g V_g e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = V_0 + \sum_{g>0} 2v_g \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g),$$

Свойство трансляционной инвариантности

выполняется

$$V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{a}_j), \text{ если } \iff (\mathbf{g}\mathbf{a}_j) = 2\pi - \text{уравнения Лауэ}$$

Потенциал кристалла и амплитуда рассеяния

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha} V_{\alpha}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha}) = \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = V_0 + \sum_{\mathbf{g}>0} 2v_{\mathbf{g}} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_{\mathbf{g}}), \quad |\mathbf{g}| = 2\pi/d$$

Амплитуды гармоник потенциала определяются структурными амплитудами рассеяния ячейкой кристалла

$$\begin{aligned} V_{\mathbf{g}} &= v_{\mathbf{g}} \exp(i\phi_{\mathbf{g}}) = \int_{V=1} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r = \sum_n e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_n} \int_{cell} V_n(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r = \\ &= \frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c F_{cell}(\mathbf{g}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c \sum_{i(cell)} f_i(\mathbf{g}) \end{aligned}$$

Амплитуда рассеяния кристаллом равна

$$\begin{aligned} A_{cryst}(\mathbf{q}) &= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int_{V=1} e^{-i\mathbf{k}_2\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}} d^3r = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}} \int_{V=1} e^{-i(\mathbf{q}-\mathbf{g})\mathbf{r}} d^3r = \\ &= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}} \delta_{\mathbf{q},\mathbf{g}} = N_c \sum_{\mathbf{g}} F_{cell}(\mathbf{g}) \delta_{\mathbf{q},\mathbf{g}} \quad \text{то есть } \mathbf{k} \xrightarrow{V_{\mathbf{g}}} \mathbf{k} + \mathbf{g} \end{aligned}$$

Кристалл передает **дискретный** набор импульсов \mathbf{g} и

$$\langle \mathbf{k} + \mathbf{g} | V | \mathbf{k} \rangle = V_{\mathbf{g}}$$

Нейтрон в кристалле

Волновую функцию нейтрона, движущегося в кристалле в направлениях, далеких от брэгговских, можно написать по теории возмущений:

$$\psi = e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} + \sum_g \frac{V_g}{E_K - E_{K+g}} \cdot e^{i(\mathbf{K}+\mathbf{g})\mathbf{r}} =$$

$$= e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} \left(1 - \sum_g \frac{V_g}{\Delta_g^\varepsilon} \cdot e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \right) = e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} \left(1 - \sum_g \frac{1}{w_g} \cdot e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \right)$$

$$E_K = \hbar^2 K^2/2m,$$

$$E_{K+g} = \hbar^2 |K+g|^2/2m$$

$$\frac{1}{w_g} = \frac{V_g}{\Delta_g^\varepsilon} = \frac{\gamma_B}{\Delta\theta} = \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda}$$

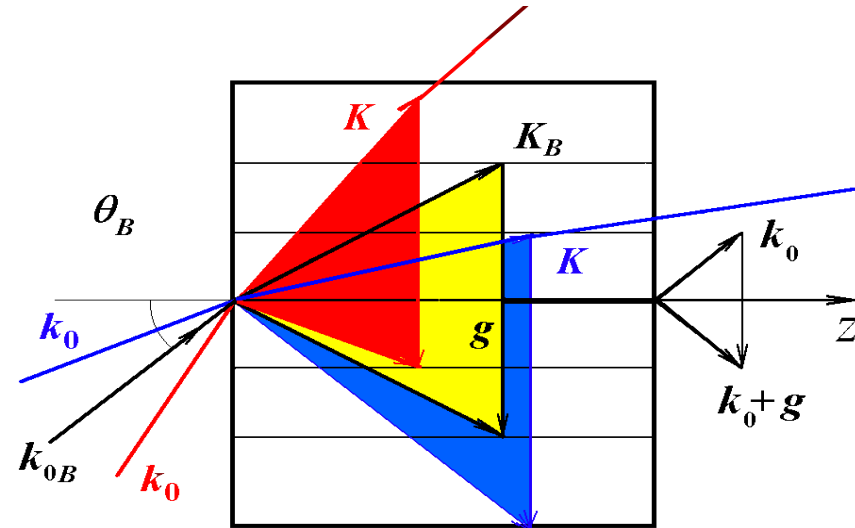
$$|\psi|^2 = 1 - \sum_g \frac{2|V_g|}{\Delta_g^\varepsilon} \cos \mathbf{g}\mathbf{r}$$

$$V^N(\mathbf{r}) = \sum_g V_g e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = \sum_g 2|V_g| \cos \mathbf{g}\mathbf{r}.$$

В зависимости от знака величины параметра отклонения от условия Брэгга:

$$2\Delta_g = |K+g|^2 - K^2,$$

происходит концентрация нейтронов на плоскостях – т.е. максимумах потенциала ($\Delta_g < 0$, **красный цвет**), либо между ними – на минимумах ($\Delta_g > 0$, **голубой цвет**)



$$|K+g| < K$$

$$|K_B+g| = K_B$$

$$|K+g| > K$$

Двухволновая дифракция

Если направление падающей волны близко к брэгговскому для системы плоскостей \mathbf{g} , то внутри кристалла существенны две волны с волновыми векторами \mathbf{k}_0 и $\mathbf{k}_g = \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}$ и амплитудами c_0 и c_g , и одна гармоника потенциала т.е. **имеются два состояния:**

$$|\mathbf{k}_0\rangle = e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}};$$

$$|\mathbf{k}_g\rangle = e^{i\mathbf{k}_g\mathbf{r}} \equiv e^{i(\mathbf{k}_0+\mathbf{g})\mathbf{r}}.$$

и переходы между ними за счет потенциала

$$V(\mathbf{r}) = V_0 + 2V_g \cos \mathbf{g}\mathbf{r};$$

При точном выполнении условия Брэгга

$$\mathbf{k}_0^2 = |\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}|^2$$

энергии этих состояний сравниваются. Они полностью перемешиваются, образуя симметричную и антисимметричную комбинации и «расталкиваются».

$$\psi^{(1)} = \frac{\exp(i\mathbf{k}^{(1)}\mathbf{r}) + \exp(i(\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g})\mathbf{r})}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \cos\left(\frac{\mathbf{g}\mathbf{r}}{2}\right) \exp\left[i\left(\mathbf{k}^{(1)} + \frac{\mathbf{g}}{2}\right)\mathbf{r}\right]$$

$$\psi^{(2)} = \frac{\exp(i\mathbf{k}^{(2)}\mathbf{r}) - \exp(i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g})\mathbf{r})}{\sqrt{2}} = -i\sqrt{2} \sin\left(\frac{\mathbf{g}\mathbf{r}}{2}\right) \exp\left[i\left(\mathbf{k}^{(2)} + \frac{\mathbf{g}}{2}\right)\mathbf{r}\right]$$

$$\frac{\hbar^2 k^{(1,2)2}}{2m} = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} \mp |V_g|$$

Дифракция по Лауэ:

Условие Брэгга: $|\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}| = |\mathbf{k}_0|$ или т.к. $|\mathbf{g}| = 2\pi/d$, $|\mathbf{k}_0| = 2\pi/\lambda$
 $2d \sin \theta_B = \lambda$

$$\psi^{(1)} = \frac{\exp(i\mathbf{k}^{(1)}\mathbf{r}) + \exp(i(\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g})\mathbf{r})}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \cos\left(\frac{\mathbf{g}\mathbf{r}}{2}\right) \exp\left[i\left(\mathbf{k}^{(1)} + \frac{\mathbf{g}}{2}\right)\mathbf{r}\right]$$
$$\psi^{(2)} = \frac{\exp(i\mathbf{k}^{(2)}\mathbf{r}) - \exp(i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g})\mathbf{r})}{\sqrt{2}} = -i\sqrt{2} \sin\left(\frac{\mathbf{g}\mathbf{r}}{2}\right) \exp\left[i\left(\mathbf{k}^{(2)} + \frac{\mathbf{g}}{2}\right)\mathbf{r}\right]$$

Нейтроны (1) концентрируются на «ядерных» плоскостях, (2) – между ними, т.е. в областях максимумов или минимумов ядерного потенциала (движутся по «ядерным рельсам») (и имеют слегка отличные скорости)

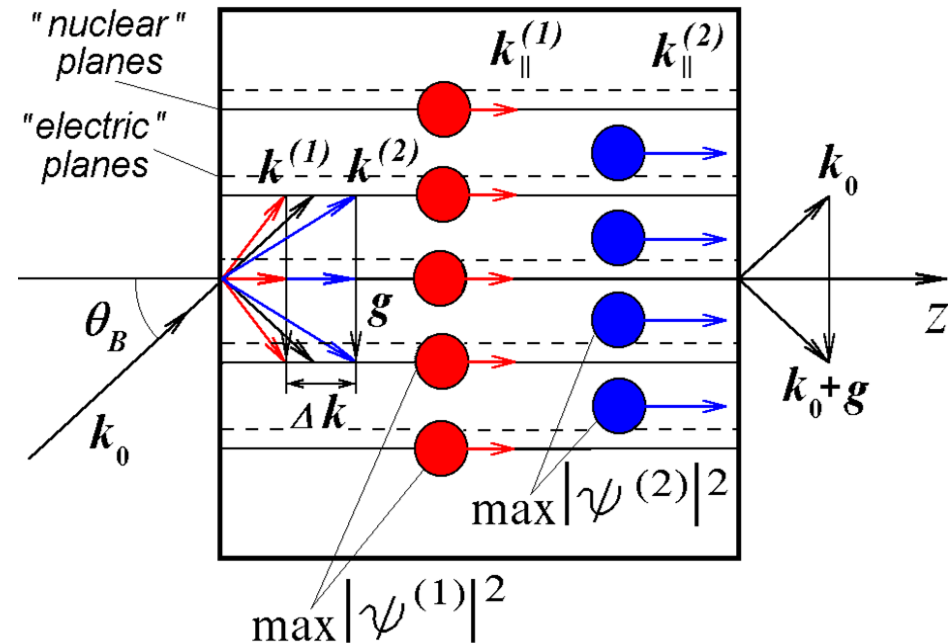
$$|\psi^{(1)}|^2 = 2 \cos^2(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) = 1 + \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}),$$

$$|\psi^{(2)}|^2 = 1 - \cos(\mathbf{g}\mathbf{r})$$

$$V^N = 2V_g^N \cos(\mathbf{g}\mathbf{r})$$

Нейтроны движутся вдоль кристаллографических плоскостей со скоростью:

$$|\mathbf{v}_{\parallel}| = \frac{\hbar k \cos \theta_B}{m} = v \cos \theta_B \approx v\left(\frac{\pi}{2} - \theta_B\right) \text{ при } \theta_B \approx \frac{\pi}{2}$$



В симметричной схеме дифракции по Лауэ при точном выполнении условия Брэгга оба типа волн возбуждаются в кристалле с одинаковой амплитудой, т.е. $c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}$, и волновая функция нейтрона внутри кристалла будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{1}{2} \left(e^{ik^{(1)}r} + e^{i(k^{(1)}+g)r} + e^{ik^{(2)}r} - e^{i(k^{(2)}+g)r} \right) = \\ &= \cos \left(\frac{\Delta k z}{2} \right) e^{iKz} + i \sin \left(\frac{\Delta k z}{2} \right) e^{i(K+g)z} \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{K} = (\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{k}^{(2)})/2$, ось \mathbf{Z} направлена параллельно кристаллографическим плоскостям (перпендикулярно границе кристалла) и учтено, что вектор $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}$, $|\Delta k| = |U_g|/k \cos \theta_B = \hbar |U_g|/mv_{\parallel}$, направлен по оси \mathbf{Z} , поскольку на границе кристалла может меняться только нормальная компонента импульса.

Биекция волн разного типа с разными волновыми векторами приводит к периодической по глубине кристалла "перекачке" интенсивности нейтронов из прямого пучка в отраженный и наоборот. Это явление носит название "*Pendellosung*" — маятниковый эффект (букв. с нем. «маятниковое решение»).

Заметим, что в дифракции рентгеновских лучей разная симметрия волн приводит еще к одному ярко выраженному эффекту, который долгое время оставался загадкой, – эффекту **аномальной прозрачности** для волны, сконцентрированной между кристаллическими плоскостями, и к **эффекту аномального поглощения** для волны, сконцентрированной на кристаллографических плоскостях. Это – так называемый **эффект Бормана (1941 г.)**.

$$\psi = \frac{1}{2} \left(\underbrace{e^{ik^{(1)}r} + e^{i(k^{(1)}+g)r}}_{\psi^{(1)}} + \underbrace{e^{ik^{(2)}r} - e^{i(k^{(2)}+g)r}}_{\psi^{(2)}} \right) =$$

$$= \cos \left(\frac{\Delta kz}{2} \right) e^{iKr} + i \sin \left(\frac{\Delta kz}{2} \right) e^{i(K+g)r}$$

$$e^{ix_1} + e^{ix_2} = e^{i\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)} \left[e^{i\left(\frac{x_1-x_2}{2}\right)} + e^{-i\left(\frac{x_1-x_2}{2}\right)} \right] =$$

$$= 2 \cos \left(\frac{x_1 - x_2}{2} \right) e^{i\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)}$$

Итак, волновая функция нейтрона внутри кристалла

$$\psi = \frac{1}{2} \left(e^{ik^{(1)}r} + e^{i(k^{(1)}+g)r} + e^{ik^{(2)}r} - e^{i(k^{(2)}+g)r} \right) =$$
$$= \cos\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) e^{iKr} + i \sin\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) e^{i(K+g)r}$$

где

$$\Delta k \equiv \frac{2\pi}{\xi_g} = \frac{2|V_g|}{\hbar v_{\square}} = \frac{2|V_g| \operatorname{tg} \theta_B}{\hbar v_{\perp}}.$$

Величина ξ_g называется экстинкционной длиной, она характеризует период маятниковых биений. Заметим, что фаза отраженной волны сдвинута на $\pi/2$.

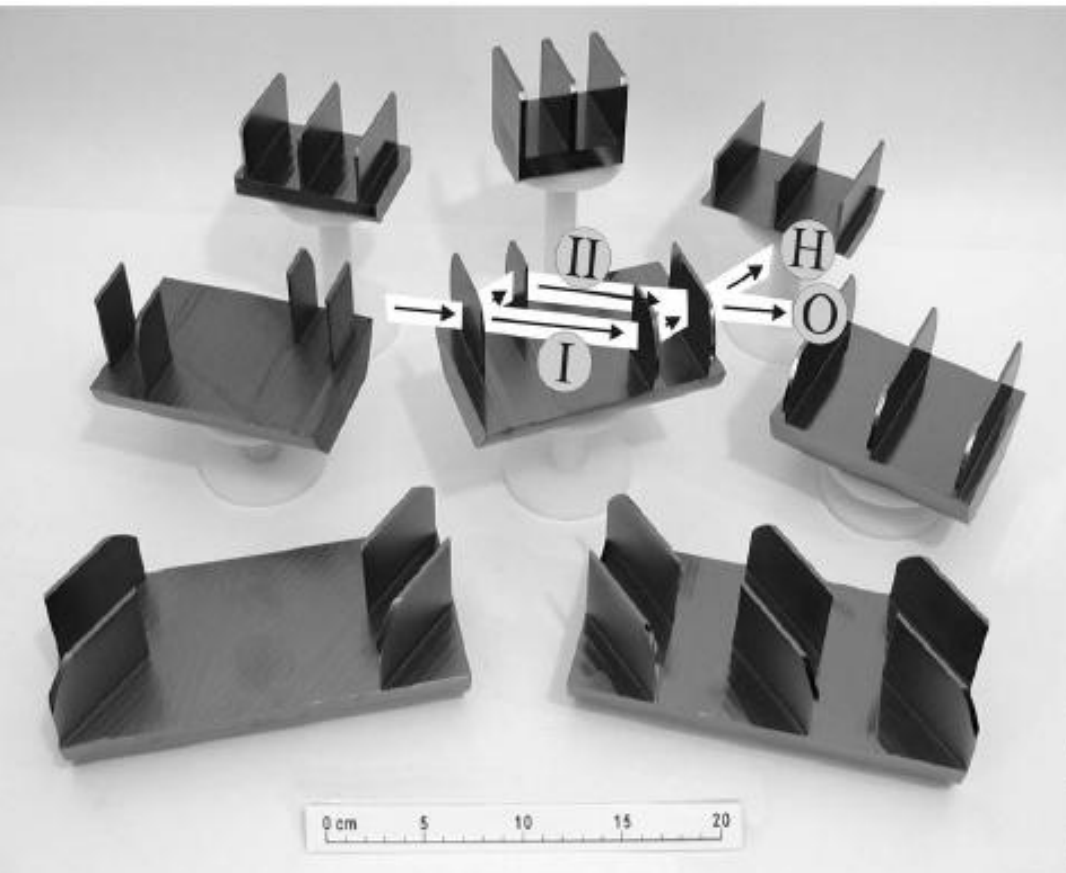
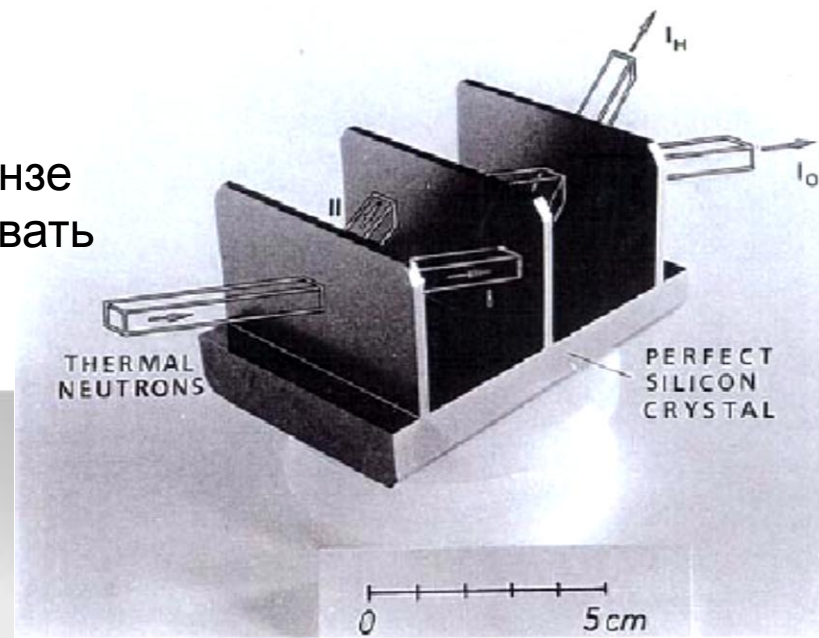
Для тонкого кристалла при $L / \xi_g \ll 1$ можно написать

$$\psi = e^{iKr} + \frac{i\pi L}{\xi_g} e^{i(K+g)r}$$

$$I_g = \left(\frac{\pi L}{\xi_g}\right)^2 = \left(\frac{|V_g|}{\hbar} \cdot \frac{L}{v_{\parallel}}\right)^2 = \left(\frac{mL}{\hbar k_{\parallel}}\right)^2 \frac{|V_g|^2}{\hbar^2} =$$
$$= |F_g|^2 \left(\frac{2\pi L N_c}{k_{\parallel}}\right)^2 = |F_g|^2 \left(\frac{\lambda D}{\Omega_c \cos \theta}\right)^2,$$

Нейтронный интерферометр

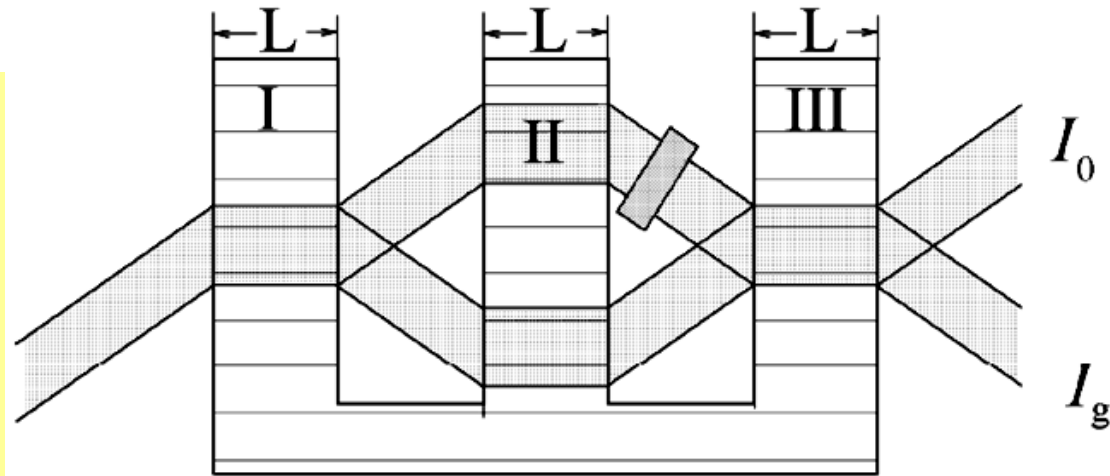
Трехкристальный интерферометр в форме, изображенной на рис. справа, был впервые предложен Бонзе и Хартом (1965) для рентгеновских лучей. Раухом, Треймером и Бонзе (1974) было показано, что его можно использовать и как нейтронный интерферометр.



Семейство нейтронных интерферометров

На каждом из кристаллов пучок расщепляется на два. И пусть толщины L (углы Брэгга) пластин таковы, что для данной длины волны нейтронов после каждого кристалла $I_0 = I_g$.

Тогда на третий кристалл будет падать следующая когерентная суперпозиция волн с одинаковыми амплитудами и отличающимися на вектор \mathbf{g} волновыми векторами (ось z параллельна плоскостям):



$$e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{g})\mathbf{r}} = 2 \cos \frac{\mathbf{g}\mathbf{r}}{2} e^{ik_z z}$$

Такая волна, в 3-м кристалле, попадает своими максимумами плотности точно на максимумы потенциала, т.е. будет внутри кристалла распространяться вдоль плоскостей с волновым вектором $\mathbf{k}_z^{(1)}$. Если теперь в одно плечо введем сдвиг фазы (поместим кусок вещества, например крыло мухи, как было в одном из экспериментов), то максимумы плотности волновой функции сместятся:

$$e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{g})\mathbf{r}+i\varphi} = e^{i\varphi/2+ik_z z} \left(e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}/2-i\varphi/2} + e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}/2+i\varphi/2} \right) =$$

$$\begin{aligned}
e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{g})\mathbf{r}+i\varphi} &= e^{i\varphi/2+ik_z z} \left(e^{-igr/2-i\varphi/2} + e^{igr/2+i\varphi/2} \right) = \\
&= 2 \cos \left(\frac{gr + \varphi}{2} \right) e^{ik_z z + i\varphi/2} = \\
&= 2 \left\{ \cos \frac{gr}{2} \cos \frac{\varphi}{2} - \sin \frac{gr}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \right\} e^{ik_z z + i\varphi/2}
\end{aligned}$$

Но такая волна есть суперпозиция волн разных типов (1) и (2), которые, попав в 3-й кристалл, будут распространяться в нем с разными волновыми векторами, $\mathbf{k}_z^{(1)}$ и $\mathbf{k}_z^{(2)}$. В результате, на выходе из 3-го кристалла получим:

$$\begin{aligned}
&2 \left(\cos \frac{gr}{2} \cos \frac{\varphi}{2} e^{ik_z^{(1)} z} + \sin \frac{gr}{2} \sin \frac{\varphi}{2} e^{ik_z^{(2)} z} \right) = \\
&= \cos \frac{\varphi}{2} \left(e^{i\mathbf{k}^{(1)}\mathbf{r}} + e^{i(\mathbf{k}^{(1)}+\mathbf{g})\mathbf{r}} \right) + i \sin \frac{\varphi}{2} \left(e^{i\mathbf{k}^{(2)}\mathbf{r}} - e^{i(\mathbf{k}^{(2)}+\mathbf{g})\mathbf{r}} \right) = \\
&= e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} \left[\cos \frac{\varphi}{2} e^{-i\frac{\Delta k}{2}L} + i \sin \frac{\varphi}{2} e^{i\frac{\Delta k}{2}L} \right] + \\
&+ e^{i(\mathbf{K}+\mathbf{g})\mathbf{r}} \left[\cos \frac{\varphi}{2} e^{-i\frac{\Delta k}{2}L} - i \sin \frac{\varphi}{2} e^{i\frac{\Delta k}{2}L} \right],
\end{aligned}$$

В результате

$$I_0 = 1 + 2\operatorname{Re} \left(\cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2} i e^{i\Delta kL} \right) = 1 - \sin \varphi \sin \Delta kL$$

$$I_g = 1 + \sin \varphi \sin \Delta kL$$

В результате, например, некоторой асимметрии плеч интерферометра, в прямой или отраженной волнах может появиться излишек интенсивностей, тогда можно написать:

$$I_0 = I(1 - \sin \varphi), \quad I_g = I_1 + I \sin \varphi$$

где $I_1 = I + \Delta I$.

Опыты Рауха и Вернера по наблюдению спинорного характера вращения спина в магнитном поле

Поместим в одно из плеч интерферометра на пути нейтронов катушку с током, создающим магнитное поле внутри катушки. Появится дополнительное взаимодействие нейтрона с этим полем: $V = -\mu B$. Волновой вектор нейтрона в поле в зависимости от ориентации спина (по или против поля) станет равным

$$\begin{aligned}k_B &= \sqrt{\frac{2m(E - V)}{\hbar}} = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{E}\right) = \\ &= k_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{E}\right) = k_0 \pm \frac{\mu B m}{\hbar^2 k_0} = k_0 \pm \Delta k_0,\end{aligned}$$

так что волновая функция нейтрона со спином, первоначально направленным перпендикулярно полю (по оси x), будет иметь вид

$$\psi_i = \frac{e^{ik_0 z}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \rightarrow \quad \psi = \frac{e^{ik_0 z}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\Delta k_0 l} \\ e^{-i\Delta k_0 l} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik_0 z}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\varphi_B/2} \\ e^{-i\varphi_B/2} \end{pmatrix}$$

$$\varphi_B = 2\Delta k_0 l = \frac{2\mu_n B m}{\hbar^2 k_0} l \quad \text{или} \quad \varphi_B = \omega_0 \tau = \frac{2\mu_n B}{\hbar} \frac{l}{v}$$

Спин на расстоянии l поворачивается на угол φ_B

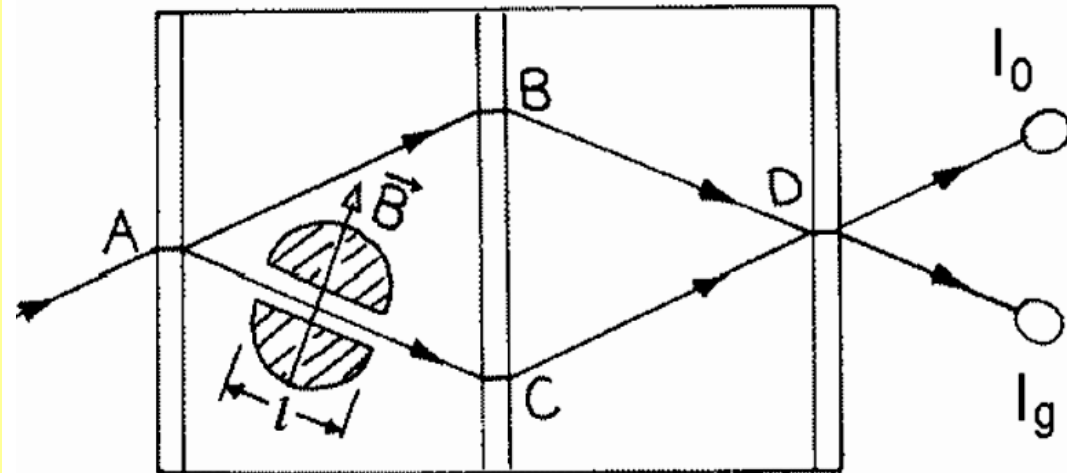
Но изменение фазы нейтронной волны с проекцией спина, например, по полю (по сравнению с пучком в другом плече интерферометра) происходит на $\phi_B/2$.

В результате, интенсивность прямого пучка I_0 с поляризацией, направленной по полю, за интерферометром будет равна

$$I_0^\uparrow = I^\uparrow [1 - \sin(\Delta k_0 l)] = I^\uparrow \left[1 - \sin \left(\frac{\mu_n B l}{\hbar v} \right) \right]$$

Она осциллирует с изменением как толщины l катушки, так и величины поля B . Причем, как видно из выражения, **частота этих осцилляций в два раза меньше угловой скорости прецессии спина**. В эксперименте изменялась величина B . Видно, что **период изменения интенсивности в два раза больше периода полного оборота спина**.

Чтобы интенсивность пришла к первоначальному значению, нужно φ изменить на 4π , т.е. спин должен повернуться **на два полных оборота**. Это явление отражает **спинорную природу** спина нейтрона. И оно было подтверждено в этом эксперименте. Опыт Рауха и др.



Rauch H., Seilinger A., Badurek G., Wilfing A., Bauspiess W., Bonse U. Verification of coherent spinor rotation of fermions. Phys. Lett., A 54 (1975) 425–427.

Более поучителен посвященный изучению того же эффекта опыт Вернера и др. (Werner S.A., Colella R., Overhauser A.W., Eagen S.P. Observation of the phase shift of a neutron due to precession in a magnetic field. Phys. Rev. Lett., **35** (1975) 1053–1055),

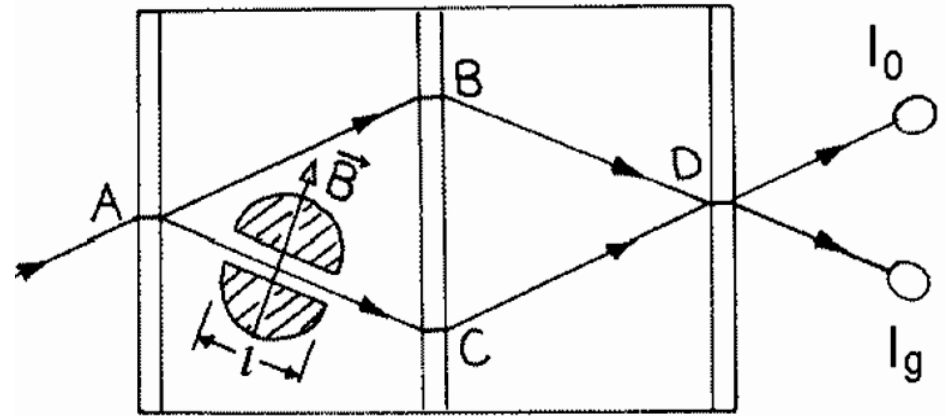
поставленный на неполяризованных нейтронах. Авторы обратили внимание на то, что выражение для интенсивности пучков после интерферометра для неполяризованных нейтронов нужно записывать следующим образом:

$$I_g = I_g(\uparrow) + I_g(\downarrow) =$$

$$= \left[\frac{1}{2} I_1 + \frac{1}{2} I \cos \left(\delta + \frac{\varphi_B}{2} \right) \right] +$$

$$+ \left[\frac{1}{2} I_1 + \frac{1}{2} I \cos \left(\delta - \frac{\varphi_B}{2} \right) \right].$$

(δ - нескомпенсированный начальный сдвиг фаз)



Аналогично

$$I_0 = I - \frac{1}{2} I \cos \left(\delta + \frac{\varphi_B}{2} \right) -$$

$$- \frac{1}{2} I \cos \left(\delta - \frac{\varphi_B}{2} \right).$$



$$I_g = I_1 + I \cos \frac{\varphi_B}{2} \cos \delta.$$

$$I_0 = I \left(1 - \cos \frac{\varphi_B}{2} \cos \delta \right).$$

δ – некоторая остаточная разность фаз, которая по тем или иным причинам (вплоть до гравитации) всегда имеется между плечами интерферометра (заметим, что если случайно окажется $\delta = \pi/2, 3\pi/2, \dots$, то эффект будет отсутствовать).

Т.е. вращение спинов в магнитном поле и для неполяризованных нейтронов должно приводить **к осцилляциям интенсивности с удвоенным периодом**: т.е. интенсивности пучков после интерферометра будут приходить к первоначальному значению после поворота спинов в одном из плеч интерферометра на угол 4π (т.е. **на один «оборот» фазы** приходится **два оборота спина в магнитном поле**)

Угол поворота спина нейтрона в магнитном поле φ_B можно записать в виде

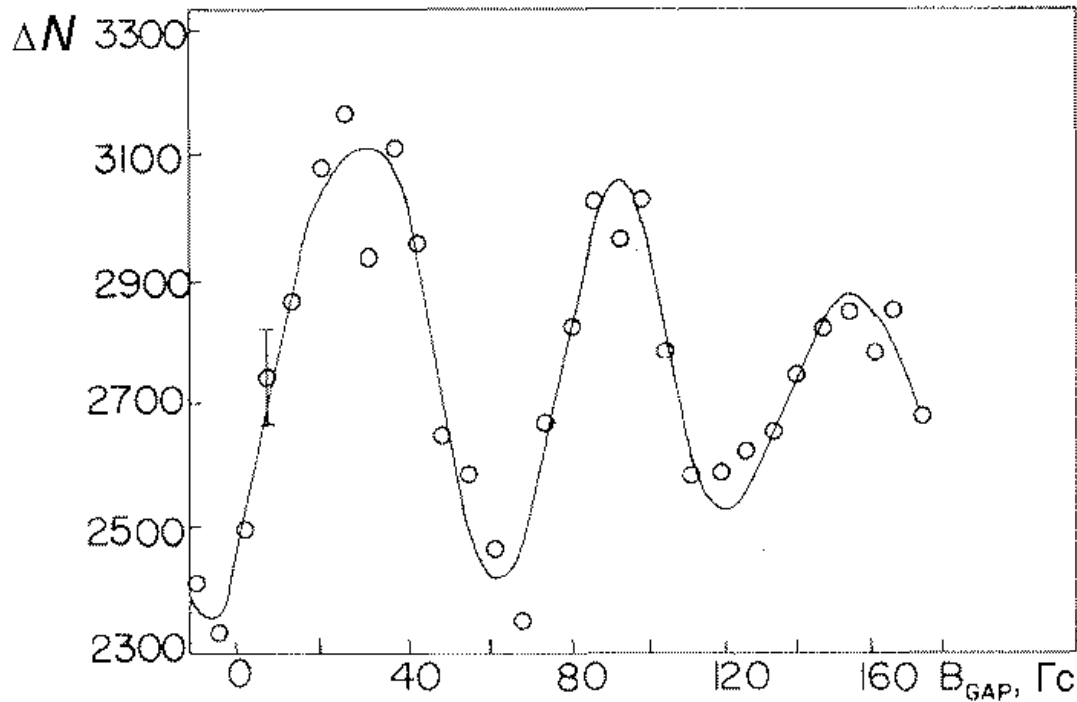
$$\varphi_B = \frac{4\pi\mu_n m\lambda Bl}{h^2}$$

Здесь $h = 2\pi\hbar$. **И** использовался пучок неполяризованных монохроматических нейтронов с длиной волны $\lambda = 1,445 \text{ \AA}$. Изменялась величина магнитного поля B_{GAP} в зазоре магнитного устройства, в результате спин поворачивался на разные углы. Поворот спина увеличивается на $\delta\varphi_B = 2\pi$ при изменении магнитного поля на величину (период по магнитному полю прецессии нейтрона):

$$\Delta_{rot}(Bl) = \frac{h^2}{2\mu_n m\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \frac{272}{\lambda},$$

B – в Гс, **l** – в см, **λ** – в **\AA**

Эффективная величина Bl для нейтрона в зависимости от поля B_{GAP} в зазоре магнитного устройства для данной конструкции равнялась $Bl = 2,7 B_{GAP}$.



Экспериментальная
зависимость разности
счетов

$I_g - I_0$ от B_{GAP}

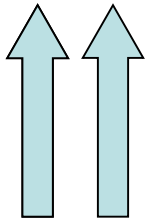
Период осцилляций для указанной длины волны $\lambda = 1,445 \text{ \AA}$ равен:

$\Delta B_{GAP} = 62 \pm 2 \text{ Гс}$. Так что период осцилляций интенсивности

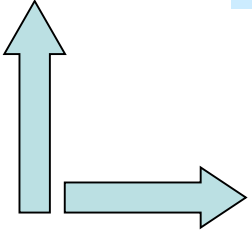
$$\Delta_{osc}(Bl)_{exp} = \frac{242}{\lambda} \approx 2\Delta_{rot}(Bl).$$

Он в пределах ошибок в два раза больше периода прецессии нейтрона, т.е. соответствует повороту спина нейтрона на 4π и согласуется с теоретическим.

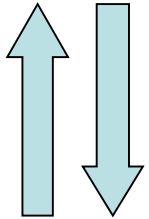
Электромагнитные волны (векторы)



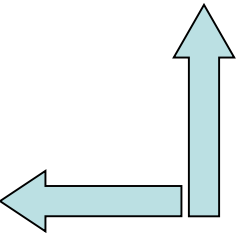
$I \sim (\underline{E}_1 + \underline{E}_2)^2 = 4E^2$
Конструктивная
интерференция
 $\delta \varphi = 0$



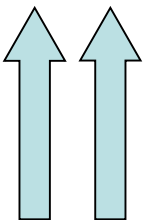
$I \sim \underline{E}_1^2 + \underline{E}_2^2 = 2E^2$
Интерференция
отсутствует
 $\delta \varphi = \pi/2$



$I \sim (\underline{E}_1 - \underline{E}_2)^2 = 0$
Деструктивная
интерференция
 $\delta \varphi = \pi$



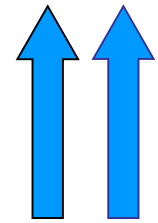
$I \sim \underline{E}_1^2 + \underline{E}_2^2 = 2E^2$
Интерференция
Отсутствует
 $\delta \varphi = 3\pi/2$



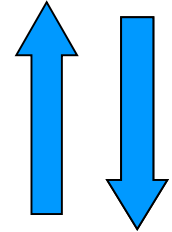
$I \sim (\underline{E}_1 + \underline{E}_2)^2 = 4E^2$
Конструктивная
интерференция
 $\delta \varphi = 2\pi$

Частицы со спином 1/2 (спиноры)

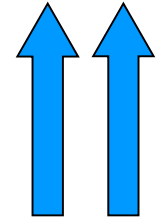
$I \sim (A_1 + A_2)^2 = 4A^2$
Конструктивная
интерференция
 $\delta \varphi = 0$



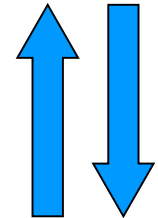
$I \sim A_1^2 + A_2^2 = 2A^2$
Интерференция
отсутствует
 $\delta \varphi = \pi$



$I \sim (A_1 - A_2)^2 = 0$
Деструктивная
интерференция
 $\delta \varphi = 2\pi$



$I \sim A_1^2 + A_2^2 = 2A^2$
Интерференция
отсутствует
 $\delta \varphi = \pi$



$I \sim (A_1 + A_2)^2 = 4A^2$
Конструктивная
интерференция
 $\delta \varphi = 2\pi$

