

5372  
H-075

1071, - 41

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3-5372



В.В. Нитц

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

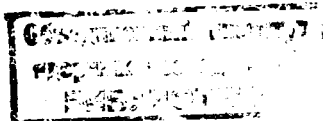
О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ  
С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОНОВ

1970

3-5372

В.В. Нитц

О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ  
С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОНОВ



## 1. Введение

При разработке метода времени пролета для нейтроноструктурных исследований на импульсном реакторе уже обращалось внимание на возможность изучения этим методом обратимых переходных процессов в кристаллах /1/. При этом имелось в виду определение зависимости интенсивности дифракционного рассеяния нейтронов на образце от временной задержки момента рассеяния нейтронов относительно начала переходного процесса, который вызывается периодическим воздействием на образец импульсов внешнего поля. Отмечалось, что минимальное время разрешения этого метода около 100 мксек. Эта величина определяется длительностью вспышки тепловых нейтронов в реакторе с замедлителем.

В настоящей работе описывается несколько новых методов исследования переходных процессов. Основной отличительной особенностью этих методов является значительно более высокое временное разрешение.

## 2. Метод измерения временной зависимости дифракции нейтронов

Геометрически первый из рассматриваемых здесь методов (рис. 1) не отличается от упомянутого выше способа. Существенной особенностью

его является то, что рассеяние нейтронов производится в течение всего переходного процесса, т.е. определяется сразу вся временная зависимость рассеяния. При этом для того, чтобы регистрация нейтронов детектором осуществлялась в той же временной последовательности, что и рассеяние на образце, фиксируется длина волны нейтронов, рассеиваемых от используемой кристаллографической плоскости, а детектор помещается на малом расстоянии от образца. В случае поликристаллического образца (рис. 1б) для этого приходится использовать щелевые коллиматоры в первичном и вторичном пучках - в отличие от случая монокристаллического образца (рис. 1а), когда достаточно коллимации одного пучка, если монокристалл обладает малой мозаичностью.

При измерении переходного процесса (рис. 1) образец подвергается периодическому действию прямоугольных импульсов поля (рис. 2а). Допустим, что вследствие этого сечение когерентного упругого рассеяния нейтронов от какой-либо кристаллографической плоскости изменяется, как показано на рис. 2б. Если первичный пучок - от импульсного источника с длительностью вспышки  $\tau_{всп}$  (полагаем, что форма импульса излучения - прямоугольная), то при соответствующей синхронизации импульса излучения относительно импульса внешнего поля получится нейтронограмма (с помощью временного анализатора), показанная на рис. 2в. Временное смещение начала изменяющейся части нейтронограммы относительно начала импульса поля равно  $cL_2\lambda_{10}$ , где  $L_2$  - расстояние от образца до детектора,  $\lambda_{10}$  - среднее значение длины волны рассеиваемых нейтронов,  $c$  - коэффициент пропорциональности (равный 252,7, если  $L_2$  - в метрах,  $\lambda_{10}$  - в ангстремах, время - в мксек).

Если источник "белого" первичного пучка - стационарный реактор, во время переходного процесса происходит дифракционное рассеяние нейтронов с дискретным рядом значений длин волн. На рис. 2г показана часть нейтронограммы с рассеянием при длинах волн  $\lambda_{10}$  и  $\lambda_{20}$ . В случае монокристаллического образца значения  $\lambda_{10}$  и  $\lambda_{20}$ , очевидно, кратны. Из рис. 2г видно, что в случае стационарного реактора величина  $cL_2(\lambda_{(i+1)0} - \lambda_{i0})$  должна быть не меньше длительности  $\tau$  переходного процесса. Горизонтальными пунктирными линиями на рис. 2в,г обозначена временная зависимость интенсивности в случае

отсутствия внешнего поля. Очевидно, в случае стационарного источника имеется постоянная составляющая интенсивности (рис. 2г), а отмеченная на графике интенсивность  $I_0(\lambda_{10})$  равна интенсивности всех отражений, исключая отражение с длиной волны  $\lambda_{10}$ .

Рассмотрим временное разрешение метода. Очевидно, при дифракции на поликристалле (рис. 1б) или монокристалле с двумя коллиматорами интервал длин волн нейтронов, рассеиваемых в каждый момент времени на образце в сторону детектора, равен  $\Delta\lambda_k = \lambda_0 \gamma / \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_0$  где  $\lambda_0$  - средняя длина волны нейтронов, равная  $2d \sin \theta_0 / n$ ,  $\theta_0$  - половина угла рассеяния,  $\gamma$  - угловая расходямость каждого щелевого коллиматора в плоскости рассеяния,  $d$  - межплоскостное расстояние. В случае монокристаллического образца с одним коллиматором (рис. 1а) соответствующая величина равна  $\lambda_0 \sqrt{\gamma^2 + \eta^2} / \operatorname{tg} \theta_0$ , где  $\eta$  - мозаичность монокристалла. Соответственно интервал времени регистрации этих нейтронов равен  $cL_2 \Delta\lambda_k$ . А это означает, что каждая точка получаемого временного спектра нейтронов содержит информацию об интервале  $cL_2 \Delta\lambda_k$  переходного процесса, и в этом смысле временное разрешение метода равно  $\delta\tau = cL_2 \Delta\lambda_k$ .

Это выражение справедливо в случае точечного образца и пренебрежимо тонкого детектора. Если  $m_0$  - размер образца в направлении рассеянного пучка,  $m_q$  - толщина детектора в этом же направлении, выражение для временного разрешения в случае монокристалла имеет вид

$$\delta\tau = c \lambda_0 \sqrt{L_2^2 \frac{\gamma^2 + \eta^2}{\operatorname{tg}^2 \theta_0} + (m_0^2 + m_q^2)}. \quad (1)$$

Добавочный член равен интервалу времени, в течение которого регистрируются нейтроны, обладающие одной энергией и соответствующие одному моменту переходного процесса.

Для поликристаллического образца имеем аналогичное выражение:

$$\delta \tau = c \lambda_0 \sqrt{L_2^2 \frac{\gamma^2}{2 \operatorname{tg}^2 \theta_0} + (m_0^2 + m_g^2)}. \quad (2)$$

Например, при  $\lambda_0 = 1 \text{ \AA}$ ,  $L_2 = 1,0 \text{ м}$ ,  $\theta_0 = 45^\circ$ ,  $\gamma = 0,25^0$ ,  
 $m_0 = 0,5 \text{ см}$ ,  $m_g = 0,1 \text{ см}$   $\delta \tau = 1,5 \text{ микросекунды}$ .

### 3. Метод измерения упругого рассеяния

В случае, если источник импульсный, фиксация длины волны рассеиваемых на образце нейтронов может производиться не только коллимацией пучков, но и выбором достаточно большого расстояния между источником "белого" пучка нейтронов и образцом. Схема соответствующего расположения узлов установки представлена на рис. 3.

Очевидно, интервал длин волн нейтронов, рассеиваемых на образце одновременно, равен  $\tau_{\text{всп.}} / c L_1$  ( $L_1$  — расстояние от источника до образца,  $\tau_{\text{всп.}}$  — длительность вспышки источника). Отсюда длительность регистрации бесконечно тонким детектором нейтронов, рассеянных на точечном образце одновременно, равна:  $c L_2 \frac{\tau_{\text{всп.}}}{c L_1} = \frac{L_2}{L_1} \tau_{\text{всп.}}$ . А это означает, что каждая точка получаемого временного спектра содержит информацию об интервале  $\frac{L_2}{L_1} \tau_{\text{всп.}}$  переходного процесса, т.е. временное разрешение равно  $\frac{L_2}{L_1} \tau_{\text{всп.}}$ .

С учетом размеров образца и детектора в направлении рассеянного пучка получаем следующее выражение для разрешения:

$$\delta \tau = \sqrt{\left(\frac{L_2}{L_1} \tau_{\text{всп.}}\right)^2 + c^2 \lambda_0^2 (m_0^2 + m_g^2)}. \quad (3)$$

Например, при  $L_1 = 40 \text{ м}$ ,  $L_2 = 0,5 \text{ м}$ ,  $\tau_{\text{всп.}} = 100 \text{ мксек}$ ,  
 $\lambda_0 = 1 \text{ \AA}$ ,  $m_0 = 0,5 \text{ см}$ ,  $m_g = 0,1 \text{ см}$  временное разрешение  
 $\delta \tau = 1,8 \text{ мксек}$ .

Несомненным достоинством этого метода является возможность измерения не только когерентного, но и упругого некогерентного рассеяния нейтронов, а следовательно, применения в изучении также некристаллических твердых сред, жидкостей и газов. Угол рассеяния на образце может быть выбран исходя из физической задачи.

### 4. Метод переменной длины волны нейтронов

Метод, иллюстрируемый рис. 4 и 5, основан на использовании нейтронов переменной длины волны. Дифракционное рассеяние "белого" пучка на поликристаллическом или монокристаллическом образце производится в течение всего переходного процесса, периодически происходящего под действием специального устройства. Но при определении временной зависимости рассеяния непрерывно увеличивается длина волны регистрируемых нейтронов, начиная с нейтронов с наименьшей длиной волны, рассеянных в начале переходного процесса, и кончая нейтронами с наибольшей длиной волны, рассеянных в конце переходного процесса. Для этого используется многоячейстый детектор, расположенный по дуге окружности с центром на образце. Каждая ячейка детектора, благодаря коллимации первичного пучка в случае поликристалла (рис. 4а) или использования монокристалла с малой мозаичностью (рис. 4б), может регистрировать нейтроны определенной длины волны. Поочередное соединение ячеек с многоканальным временным анализатором производится в специальном блоке пропускания.

Блок пропускания должен "открыться" для прохождения импульсов с первой ячейки, соответствующей нейтронам с наибольшей скоростью, через время  $c L_2 \lambda_1$  после начала импульса внешнего поля, чтобы были зарегистрированы нейтроны, соответствующие началу переходного процесса, а для прохождения с последней ячейки — через время  $(\tau + c L_2 \lambda_2)$ . Таким образом, длительность цикла регистрации информации об интервале  $\tau$  переходного процесса равна  $[\tau + c L_2 \times (\lambda_2 - \lambda_1)]$ , а длительность "открытого" состояния каждой ячейки детектора  $[\tau + c L_2 (\lambda_2 - \lambda_1)] / N$ , если детектор имеет  $N$  ячеек.

Время разрешения этого метода в случае точечного образца и при пренебрежении толщиной детектора в направлении рассеянного пучка равно, очевидно, длительности регистрации нейтронов фиксированной скорости, т.е. длительности открытого состояния одной ячейки, равной  $[\tau + cL_2(\lambda_2 - \lambda_1)]/N$ .

Расходимость первичного пучка в случае поликристалла, которую обозначим через  $\gamma$ , или мозаичность монокристалла, обозначаемая через  $\eta$ , а также конечная ширина  $m'_0$  образца со стороны детектора приводят к конечной ширине участка детектора, охватываемого моноэнергетическими нейтронами. Следовательно, нецелесообразно использовать ячейки с шириной, меньшей чем  $\sqrt{m_0'^2 + L_2^2 \eta^2}$  для монокристалла и  $\sqrt{m_0'^2 + L_2^2 \gamma^2}$  для поликристаллического образца. Поэтому для минимального времени разрешения, с учетом размеров образца и детектора в направлении рассеянного пучка, получаем выражения

$$\delta\tau = c\lambda_0 \sqrt{L_2^2 \frac{\eta^2}{\text{tg}^2 \theta_0} + \frac{m_0'^2}{\text{tg}^2 \theta_0} + m_0^2 + m_g^2} \quad (4)$$

для монокристалла,

$$\delta\tau = c\lambda_0 \sqrt{L_2^2 \frac{\gamma^2}{4\text{tg}^2 \theta_0} + \frac{m_0'^2}{4\text{tg}^2 \theta_0} + m_0^2 + m_g^2} \quad (5)$$

для поликристаллического образца.

Пример гипотетической установки с самосогласованными параметрами:  $L_2 = 5$  м,  $\alpha = 8^\circ$ , ширина ячейки не более 1,3 см,  $\theta_0 = 75^\circ$ ; при монокристаллическом образце с  $m_0' = 1$  см,  $m_0 = 0,3$  см,  $m_g = 0,5$  см,  $\eta = 0,1^\circ$ ,  $\lambda_0 = 1,5$  А все члены в выражении для разрешения близки по значению и полное временное разрешение  $\delta\tau$  равно около 2,5 мксек.

Несложное рассмотрение показывает, что для оценки числа нейтронов, зарегистрированных за один цикл измерений при работе с монокристаллом на стационарном реакторе, можно пользоваться выражением

$$I = i_\lambda(\lambda_0, a) \frac{\lambda_0}{\text{tg} \theta_0} \eta \rho \delta\tau \epsilon s, \quad (6)$$

где  $i_\lambda(\lambda_0, a)$  — количество нейтронов с длиной волны  $\lambda_0$  (отнесенное к единичному интервалу  $\lambda$ ), падающих на 1 см<sup>2</sup> кристалла в единицу времени в телесном угле, определяемом горизонтальным раствором  $a$  и вертикальным раствором, равным вертикальному раствору детектора. В этой формуле  $s$  — площадь образца со стороны падающего пучка,  $\rho$  — вероятность брэгговского отражения в сторону детектора для нейтрона, удовлетворяющего условию Вульфа-Брэгга,  $\epsilon$  — эффективность детектора. При импульсном характере источника нейтронов в формулу (6) следует лишь добавить множитель  $(\tau_{\text{всп.}} n_{\text{всп.}})^{-1}$ , где  $\tau_{\text{всп.}}$  — эффективная длительность вспышки тепловых нейтронов,  $n_{\text{всп.}}$  — число вспышек в единицу времени.

Некоторое усложнение регистрирующей и анализирующей системы позволяет существенно увеличить интенсивность счета нейтронов без ухудшения разрешения. Для  $n$ -кратного увеличения интенсивности необходимо, чтобы импульсы поступали одновременно с  $n$  последовательно расположенных ячеек. Через каждый интервал времени  $T/N$ , где  $T = [\tau + cL_2(\lambda_2 - \lambda_1)]$ , "закрывается" ячейка, соответствующая наименьшей длине волны нейтронов, и "открывается" новая, с большей длиной волны. Для объяснения работы дополнительного анализирующего устройства рассмотрим какую-нибудь определенную ячейку. Допустим, в нулевой момент времени она была "открыта". Импульсы от нейтронов, зарегистрированных ячейкой в течение первого интервала  $T/N$ , поступают в анализатор без задержки. В течение следующего интервала  $T/N$ , когда "открыта" и следующая ячейка, с которой импульсы проходят без задержки, импульсы с рассматриваемой ячейки поступают в анализатор с задержкой на  $T^2/N$ . В течение третьего интервала импульсы поступают с задержкой  $2T^2/N$  и так далее, пока ячейка не будет "закрыта".

Использование в этом методе нейтронов с переменной длиной волны приводит к тому, что длительность цикла регистрации больше длительности переходного процесса.

"Растяжение" спектра в  $[\tau + cL_2(\lambda_2 - \lambda_1)]/\tau$  раз (рис. 5) может позволить работать при соответственно больших интенсивностях нейтронов, чем допускалось бы разрешающей способностью детекторной аппаратуры при использовании методов с постоянной длиной волны нейтронов.

### 5. Метод вращающегося монокристаллического образца

Во всех рассмотренных выше методах влияние размеров образца и детектора не позволяет достигнуть разрешения, меньшего одной-двух микросекунд. Наличие в разрешении члена  $c\lambda_0 \sqrt{m_0^2 + m_q^2}$  требует применения очень тонкого детектора и тонкого образца. Следует учитывать, кроме того, что написание этого члена в таком виде верно лишь в приближении очень тонкого образца с достаточно большой мозаичностью, обеспечивающей возможность лишь однократного рассеяния нейтронов в кристалле. По-видимому, существенно лучшего разрешения можно достигнуть использованием представленного на рис. 6-8 метода вращающегося монокристаллического образца.

К монокристаллическому образцу периодические импульсы (рис. 7а) внешнего поля прикладываются синхронно с его вращением. Вращение производится таким образом, что длина волны нейтронов, отражаемых от используемой плоскости и проходящих через щелевой коллиматор к детектору, увеличивается по мере поворота образца. Вследствие этого, если в течение исследуемого интервала переходного процесса  $\tau$  от этой плоскости в сторону детектора рассеиваются нейтроны с интервалом длин волн  $\Delta\lambda_r$ , то регистрация этих нейтронов будет происходить в течение времени  $(\tau + cL_2 \Delta\lambda_r)$ . Следовательно, информация о переходном процессе "растягивается" во времени в  $k = (1 + \frac{cL_2 \Delta\lambda_r}{\tau})$  раз.

Если коллимация рассеянного пучка -  $\gamma$ , мозаичность монокристалла -  $\eta$ , то время, в течение которого рассеиваются в детектор нейтроны каждой длины волны, равно приблизительно величине  $\sqrt{\gamma^2 + \eta^2} / 2\pi\omega$  ( $\omega$  - число оборотов кристалла в единицу времени). Это означает, что информация об этом интервале времени переходного процесса

переносится к детектору частично без "растяжения" и, следовательно, для точечного образца и пренебрежимо тонкого детектора временное разрешение равно  $\sqrt{\gamma^2 + \eta^2} / 2\pi\omega$ .

Если размер образца в направлении рассеянного пучка -  $m_0$ , толщина активного слоя детектора -  $m_q$ , то длительность регистрации нейтронов с длиной волны  $\lambda$ , рассеянных одновременно в какой-то момент переходного процесса, равна  $c\lambda \sqrt{m_0^2 + m_q^2}$ , а соответствующий "испорченный" интервал переходного процесса и, следовательно, связанная с этим абсолютная ошибка равны  $c\lambda \sqrt{m_0^2 + m_q^2} / k$ .

Существует ошибка, обусловленная тем, что при вращении различные части кристалла движутся с различными скоростями в направлении первичного пучка. Интервал длин волн нейтронов, рассеиваемых одновременно на образце из-за вращения, равен, например, в симметричном случае, изображенном на рис. 8, величине  $D\lambda_0^2 2\pi\omega m_{op} \cos\theta_0$ , где  $D$  - коэффициент пропорциональности, равный  $0,25 \cdot 10^{-3}$  мсек/м·Å,  $m_{op}$  - размер образца в радиальном направлении. Нетрудно видеть, что соответствующая абсолютная ошибка в измерении переходного процесса равна  $D m_{op} \lambda_0 \sin\theta_0$ .

Окончательное выражение для временного разрешения при условии "идеальной" относительной синхронизации вращения образца, воздействия на него импульсов поля, запуска временного анализатора и вспышки источника нейтронов, записывается в виде:

$$\delta\tau = \sqrt{\frac{\gamma^2 + \eta^2}{(2\pi\omega)^2} + \frac{c^2(m_0^2 + m_q^2)\lambda_0^2}{k^2} + (Dm_{op}\lambda_0\sin\theta_0)^2}. \quad (7)$$

Пример гипотетической установки:  $\sqrt{\gamma^2 + \eta^2} = 0,1^\circ$ ,  $\omega = 1000$  об/сек,  $\sin\theta_0/\lambda_0 = 0,3$ ,  $\lambda_0 = 1 \text{ \AA}$ ,  $m_0 = 3$  см,  $m_{op} = 2$  см,  $\tau = 20$  мсек,  $L_2 = 30$  м. При этом  $2\theta_0 = 35^\circ$ ,  $\alpha = 14,5^\circ$ ,  $k = 150$ , вторым членом в разрешении можно пренебречь, первый равен 0,3 мсек, третий - 0,15 мсек, и полное значение разрешения составляет 0,35 мсек.

Хотя на рис. 6 представлена схема установки с импульсным источником, очевидно, метод применим и со стационарным реактором. В случае импульсного источника для того, чтобы интенсивность нейтронов любой длины волны из рабочего интервала была строго максимальной в момент рассеяния этих нейтронов, должно выполняться соотношение

$$c \lambda_0 L_1 = \text{tg } \theta_0 / 2 \pi \omega .$$

Чтобы обойти это практически трудновыполнимое условие, работая при не слишком малом расстоянии  $L_1$  между источником и образцом, например при  $L_1 = 1 \div 2$  м, следует использовать плоский источник тепловых нейтронов, наклоненный по отношению к направлению первичного пучка так, чтобы рассеиваемые в детектор нейтроны с большей длиной волны имели меньшее пролетное расстояние до образца, чем нейтроны с меньшей длиной волны. Можно просто показать, что для максимальной интенсивности нейтронов необходимо при этом выполнение следующего условия:

$$\text{tg } \alpha_3 = (2 \text{tg } \theta_0)^{-1} , \quad (8)$$

где  $\alpha_3$  - угол между нормалью к поверхности источника и средним направлением первичного пучка,  $\theta_0$  - средний угол дифракции. В случае стационарного реактора изложенные требования к выбору  $L_1$  и  $\alpha_3$ , естественно, отпадают.

Разумеется, наиболее жесткие условия в этом методе накладываются на синхронизацию импульса внешнего поля относительно угла поворота монокристалла. Неточность этой синхронизации должна быть не более требуемого временного разрешения  $\delta \tau$ . Требуемая точность синхронизации вращения монокристалла по отношению к вспышкам источника нейтронов значительно ниже и определяется соотношением между длительностью вспышки источника, расстоянием  $L_1$  и частотой вращения монокристалла. Требования к синхронизации запуска временного анализатора относительно вращения кристалла в  $k$  раз менее жестки, чем к синхронизации вращения кристалла и воздействия на него импульса поля.

Из сопоставления выражения (7) с соответствующими предыдущим методам выражениями (1), (2), (3), (4) и (5) видно, что, используя метод вращающегося монокристалла, можно достигнуть гораздо более высокого временного разрешения. Это обусловлено, во-первых, принципиальной возможностью уменьшения основного члена в выражении (7) увеличением числа оборотов кристалла и, во-вторых, возможностью уменьшения члена, связанного с конечными размерами образца и детектора в направлении рассеянного пучка, увеличением расстояния между образцом и детектором.

Для оценки в этом методе интенсивности можно воспользоваться следующим приближенным выражением для числа нейтронов, зарегистрированных за один цикл измерений с импульсным источником нейтронов:

$$I = 2 ( \tau_{\text{всп.}} n_{\text{всп.}} )^{-1} i_{\lambda}(\lambda_0, 1) \frac{\lambda_0}{\text{tg } \theta_0} \sqrt{\eta^2 + \gamma^2} \eta \rho \epsilon s \tau . \quad (9)$$

В этом выражении  $i_{\lambda}(\lambda_0, 1)$  - отнесенное к единичному интервалу  $\lambda$  количество нейтронов со средней длиной  $\lambda_0$ , падающих на единицу площади кристалла в единицу времени в телесном угле, определяемом единичным углом в горизонтальной плоскости, и вертикальным углом, равным вертикальному раствору детектора,  $\tau_{\text{всп.}}$  - длительность вспышки,  $n_{\text{всп.}}$  - число вспышек в единицу времени,  $\rho$  - вероятность брэгговского отражения в сторону детектора нейтрона, удовлетворяющего условию Вульфа-Брэгга,  $\epsilon$  - эффективность детектора,  $s$  - площадь образца. Множитель 2 справедлив в случае выполнения условия, по которому интенсивность в первичном пучке нейтронов каждой длины волны в момент их рассеяния на монокристалле максимальна. В сущности, интенсивность нейтронов при измерении переходного процесса равна умноженной на  $\tau / \tau_{\text{всп.}}$  интенсивности нейтронов, зарегистрированных при неподвижном монокристалле, если падающий или рассеянный пучок проходит через шелевой коллиматор.

Для оценки интенсивности нейтронов в случае стационарного реактора можно пользоваться также выражением (9), но без множителя  $2 ( \tau_{\text{всп.}} n_{\text{всп.}} )^{-1}$ .



Вращение монокристалла позволяет использовать образцы сравнительно больших размеров, и, следовательно, иметь большую интенсивность рассеяния нейтронов, не опасаясь ухудшения временного разрешения из-за неоднократного дифракционного рассеяния нейтронов. Действительно, расстояние, пролетаемое в кристалле нейтроном за время, в течение которого он может испытать дифракционное рассеяние, равно  $\eta / c \lambda_0 2 \pi \omega$ . Для рассмотренного выше примера, если мозаичность кристалла около 4 минут, эта величина составляет 0,07 см.

### 6. "Интегральный" метод

Описываемый далее метод позволяет проводить исследования при значительно более высоком временном разрешении, чем обсуждалось выше. Кроме того, как будет видно из дальнейшего, помимо измерения упругого (когерентного и некогерентного) рассеяния, возможно использовать этот метод в изучении также неупругого рассеяния. Более того, он может быть применен не только в сочетании с методом времени пролета, но и на нейтронном спектрометре любого типа, как на импульсном, так и на стационарном реакторе.

Допустим, необходимо измерить временную зависимость рассеяния, представленную на рис. 9а. Полагаем, что это есть изменение сечения, обусловленное переходом образца от стационарного состояния без поля к стационарному состоянию, соответствующему наличию поля, прямоугольный импульс которого величиной  $H_1$  приложен в момент  $t = 0$ . Метод состоит в том, что в процессе измерений, заключающихся в определении скорости счета рассеянных нейтронов, следует воздействовать на образец периодически меняющимся, как показано на рис. 9б, полем. Такое изменение поля приводит к зависимости рассеяния от времени, как на рис. 9в, отражающей частичный переход образца в новое состояние за время  $t_1$  и быстрое возвращение в исходное состояние с сечением  $\sigma_0$  под действием импульса поля  $H_0$  обратного направления. Проведя измерения с различными значениями  $t_1$  и учтя вклад от рассеяния в исходном состоянии, получают зависимость, как на рис. 9г, дифференцирование этой кривой приводит к зависимости (рис. 9д), пропорциональной определяемой зависимости сечения.

Очевидно, описываемый метод применим лишь в тех случаях, когда возможен настолько быстрый переход образца в исходное состояние, что вклад в интенсивность рассеяния, происходящего во время этого перехода, пренебрежимо мал или, по крайней мере, не зависит от состояния, в котором находится образец в конце времени  $t_1$  каждого импульса поля.

Перевод образца в исходное состояние может заключаться, например, в ориентации магнитных моментов параллельно вектору дифракционного рассеяния нейтронов - при этом сечение магнитного рассеяния становится равным нулю.

Как следует из рассмотрения, достижимое временное разрешение "интегрального" метода определяется возможностями воздействия на образец короткими прямоугольными импульсами поля достаточно большой амплитуды с крутыми фронтами. Нет принципиальных ограничений для достижения этим методом временного разрешения до нескольких наносекунд.

Для оценки статистической ошибки  $\delta i(t_1)$  на интервал  $\Delta t = t_{i+1} - t_i$  в окончательной зависимости  $i = \frac{dI}{dt_1}$  (рис. 9д) можно пользоваться следующим, получаемым путем несложных преобразований, выражением:

$$\delta i(t_1) = \sqrt{\frac{4 t_1}{J_H \Delta t^2 N} + (\delta \Delta t)^2}, \quad (10)$$

в котором  $J_H$  - средняя интенсивность счета нейтронов при переходном процессе,  $N$  - число циклов воздействия импульсов внешнего поля за время измерения,  $\delta \Delta t$  - относительная ошибка величины  $\Delta t$ . Здесь не учитывается ошибка, обусловленная рассеянием нейтронов в исходном состоянии образца, а также влиянием процесса перехода в исходное состояние. И, очевидно, выражение (10) применимо лишь в том случае, если интенсивность  $J_H$  не сильно изменяется в зависимости от времени.

## 7. О некоторых возможностях применения обсуждаемых методов

Применение нейтронов для исследования различного рода переходных процессов в конденсированных средах имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с используемыми до настоящего времени методами, такими, как индукционное определение изменения намагниченности, ферромагнитный резонанс, измерение потерь на гистерезис и др. Прежде всего, это связано с возможностью исследования процессов на микроскопическом уровне. С помощью дифракции можно определять, например, и изменение направления магнитных моментов, и изменение величины этих моментов. В случае кристалла, состоящего из нескольких подрешеток, нейтроны позволяют изучать поведение различных подрешеток, а следовательно, определять роль различных компонент кристалла в тех или иных процессах. Особое значение может иметь возможность определения с помощью дифракции степени атомной или магнитной упорядоченности.

По-видимому, не следует слишком опасаться сложности интерпретации результатов по дифракции нейтронов при переходных процессах, так как, как правило, известны начальное и конечное состояния образца, а изменению подвергается всего какой-нибудь один из перечисленных выше параметров (направление моментов, величина момента, степень порядка и т.д.). Существенно, что дифракция нейтронов позволяет получать пространственную картину происходящих в кристалле процессов, если исследовать отражения от различных кристаллографических плоскостей. Следует отметить также, что нейтроны позволяют изучать в чистом виде поведение локальных магнитных моментов в проводящих кристаллах, не завалюированные вихревыми токами, связанными с электронами проводимости, в отличие, например, от метода определения изменения намагниченности образца.

Одним из наиболее интересных применений описываемых методов может быть изучение процессов перемагничивания ферритов и тонких магнитных пленок, которые имеют широкое применение в современной электронике и вычислительной технике. Перемагничивание ферритов и магнитных пленок обычно связывают с тремя процессами: движением доменных границ,

неоднородным вращением и однородным вращением магнитных моментов. Эти процессы различаются по скорости и проявляются в разной степени в зависимости от величины приложенного магнитного поля.

Сведение перемагничивания к этим трем процессам является модельным представлением, которое далеко не всегда удается согласовать с экспериментальными данными, показывающими, что в действительности все происходит значительно сложнее. Дифракция нейтронов, по-видимому, могла бы оказаться довольно сильным средством в исследовании этих малоизученных до настоящего времени процессов.

Характерные времена перемагничивания путем неоднородного вращения —  $10^{-7}$  —  $10^{-6}$  сек, а однородного вращения —  $10^{-9}$  —  $10^{-8}$  сек, так что следует ожидать немалых методических трудностей при работе в этой области. По-видимому, для исследования перемагничивания ферритов и пленок применим лишь последний из обсуждаемых методов, тем более, что воздействием на феррит или пленку импульса магнитного поля, существенно большего по амплитуде, чем основные импульсы, можно приводить образец в исходное состояние за время, малое по сравнению с характерными временами исследуемых процессов.

Здесь имеется в виду исследование монокристаллических пленок. Оценки интенсивности отражений показывают, что такие эксперименты вполне возможны на стационарных реакторах с пленками толщиной  $1000 - 10000 \text{ \AA}$ , т.е. с такими, которые представляют наибольший интерес как с точки зрения физических процессов в них, так и с точки зрения их широкого технического применения. Заметим, что для тонких монокристаллических пленок применима формула (6), но под  $\eta$  следует в этом случае понимать не мозаичность, а угловую ширину дифракционного отражения от идеального монокристалла, выражаемую формулой  $1/2/$   
$$\eta = 2 \lambda^2 N_c F / \pi \sin 2 \theta$$
 ( $N_c$  — число элементарных ячеек на единицу объема,  $F$  — структурный фактор) и равную, как правило, нескольким угловым секундам.

На импульсном реакторе интенсивность, конечно, на несколько порядков ниже, но и в этом случае при увеличении площади пленки толщиной  $10000 \text{ \AA}$  до  $\approx 10 \text{ см}^2$  представляются возможными такие эксперименты даже при мощности импульсного реактора в несколько десятков киловатт.

Имеется возможность исследования кинетики фазовых переходов. Работая, например, при температуре, близкой к точке Кюри, можно воздействием импульсного магнитного поля вызвать магнитное упорядочение и по изменению интенсивности дифракционного отражения определять характер процесса упорядочения. Для никеля, например, температура Кюри, равная  $349,2^{\circ}\text{C}$ , изменяется на  $0,85^{\circ}$  при воздействии поля в 20 эрстед<sup>[3]</sup>. Изучение аналогичным образом фазовых переходов I рода представляется более сложным как из-за гистерезисных явлений, так и из-за необходимости использования больших магнитных полей (точка антиферро-ферромагнитного перехода сплава Fe - Rh, например, смещается на один градус в поле 1700 эрстед<sup>[4]</sup>).

Конечно, возможности изучения быстрых магнитных переходов определяются необходимыми для этого величинами магнитного поля. Для исследования перемагничивания ферритов и пленок, по-видимому, не требуется полей выше нескольких десятков эрстед. При увеличении поля методические трудности, естественно, возрастают, но область применения нейтронов при этом значительно расширяется.

Помимо магнитных переходов, представляет интерес изучение переходов в конденсированных средах под действием электрического поля (например, в сегнетоэлектриках) или под действием импульсного давления. Но, возможно, трудности при этом серьезнее, чем при работе с магнитным полем, хотя бы уже потому, что изменения объекта исследования в этих случаях относительно меньше проявляются в рассеянии нейтронов по сравнению с магнитными переходами.

Хотя принципиальная возможность исследования неупругого рассеяния нейтронов имеется (предыдущий параграф) и интенсивность вполне может быть достаточной не только на стационарном, но и на импульсном реакторе, все же следует ожидать, что изучение изменения динамических свойств конденсированных сред при переходных процессах пока является весьма сложной задачей - главным образом из-за трудностей интерпретации экспериментальных результатов.

В этой работе представлено лишь несколько возможных методов изучения переходных процессов с помощью нейтронов. Но если даже учесть эти методы, а также некоторые тривиальные, можно считать, что диапазон

возможных в настоящее время исследований переходных процессов весьма большой: от  $10^{-9}$  сек до часов. И работ с применением нейтронов в этой области физики конденсированных сред пока фактически не ведется, хотя современные стационарные и импульсные реакторы вполне подходящи для таких экспериментов.

#### Литература

1. Б. Бурас, Е. Лециевич, В.В. Нитц, Е. Сосновски, И. Сосновска, Ф.Л. Шапиро. Третья Международная конференция ООН по использованию атомной энергии в мирных целях. А/Конф. 28/P/488, 1964. Женева, 1964.
2. Д. Бэкон. Дифракция нейтронов, ИЛ, 1957.
3. Г.М. Дабкин, А.И. Окороков, Е.И. Забидаров, Я.А. Касман. ЖЭТФ, Письма, 8, вып. 10, 549 (1965).
4. А.И. Захаров, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, Е.Г. Понятовский. ЖЭТФ, 46, 2003 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

23 сентября 1970 года.

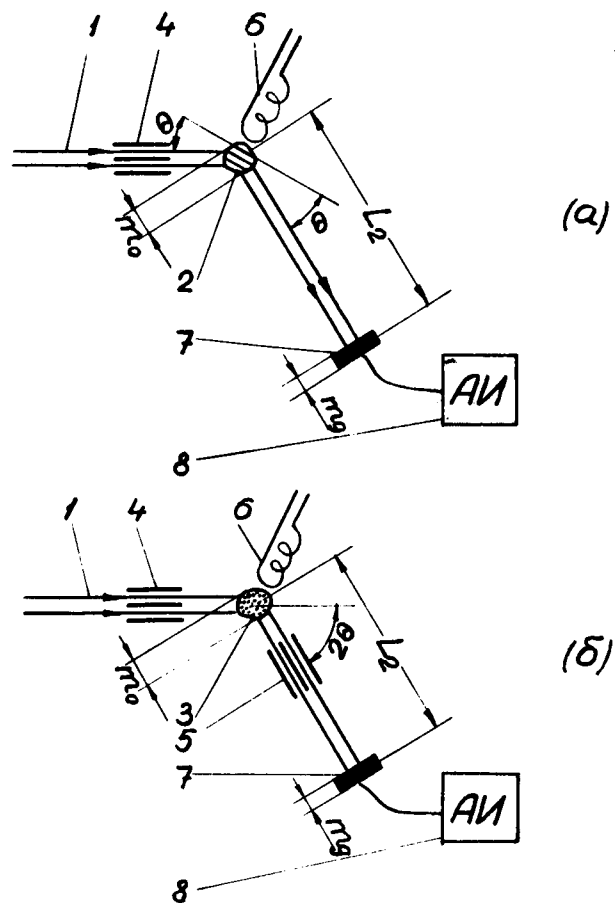


Рис. 1. Метод измерения временной зависимости дифракции нейтронов: а - на монокристалле, б - на поликристаллическом образце. 1 - "белый" первичный пучок, 2 - монокристаллический образец, 3 - поликристаллический образец, 4 - щелевой коллиматор, 5 - щелевой коллиматор, 6 - "генератор" периодических прямоугольных импульсов, 7 - детектор, 8 - многоканальный временной анализатор.

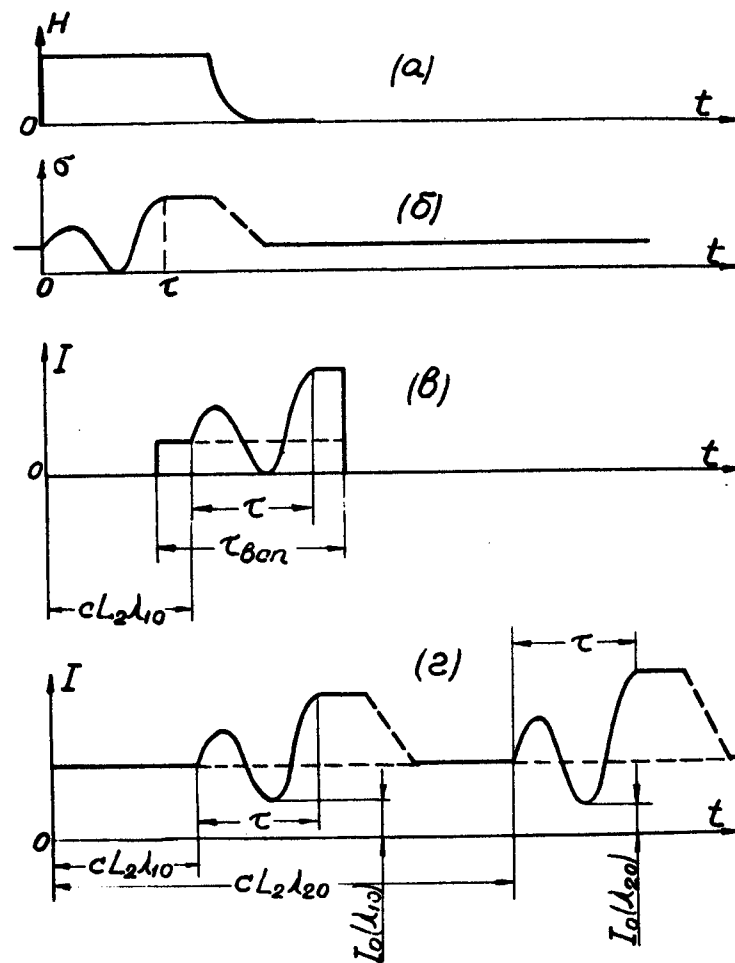


Рис. 2. Временные диаграммы в методе измерения дифракции нейтронов: а - форма импульса внешнего поля, б - изменение сечения упругого когерентного рассеяния, в - соответствующая временная нейтронограмма при работе с импульсным источником нейтронов, г - временная нейтронограмма в случае стационарного первичного пучка.

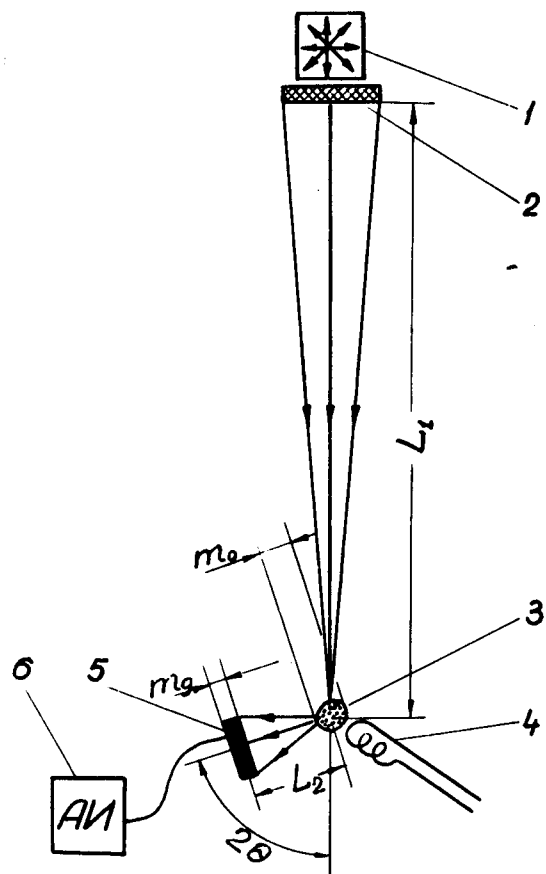


Рис. 3. Метод измерения упругого рассеяния нейтронов. 1 - импульсный источник нейтронов; 2 - замедлитель; 3 - твердый, жидкий или газообразный образец; 4 - "генератор" периодических прямоугольных импульсов поля; 5 - детектор; 6 - многоканальный временной анализатор.

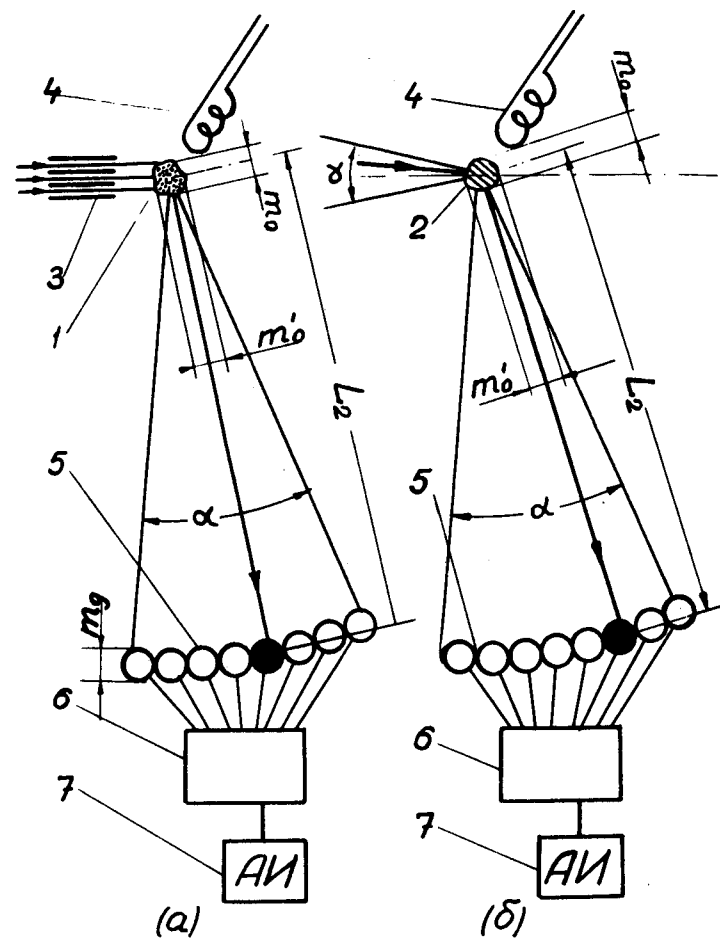


Рис. 4. Метод переменной длины волны нейтронов: а - с поликристаллическим образцом, б - с монокристаллическим образцом. 1 - поликристаллический образец, 2 - монокристалл, 3 - щелевой коллиматор, 4 - "генератор" прямоугольных импульсов поля, 5 - многоячейный детектор, 6 - блок пропускания, 7 - многоканальный временной анализатор.

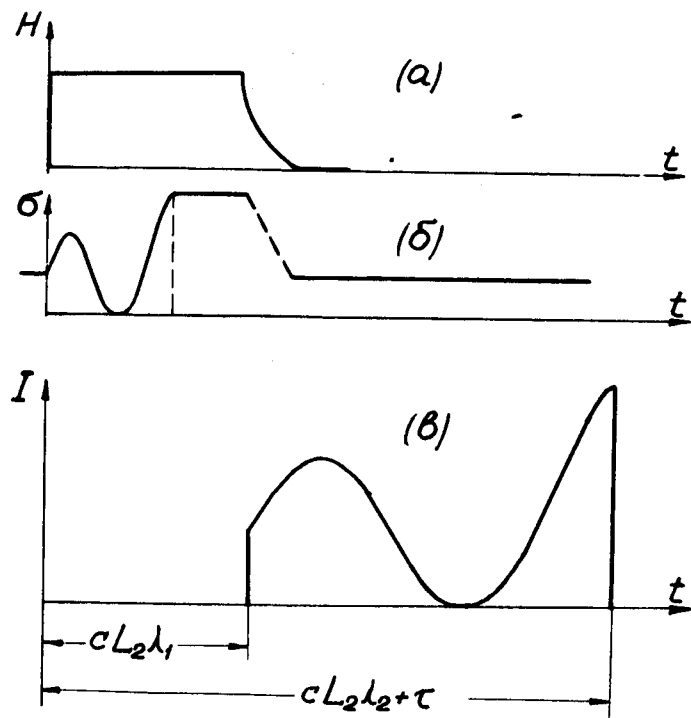


Рис. 5. Временные диаграммы в методе переменной длины волны:  
 а - форма импульса внешнего поля, б - изменение сечения упругого  
 рассеяния, в - соответствующая временная нейтронограмма.

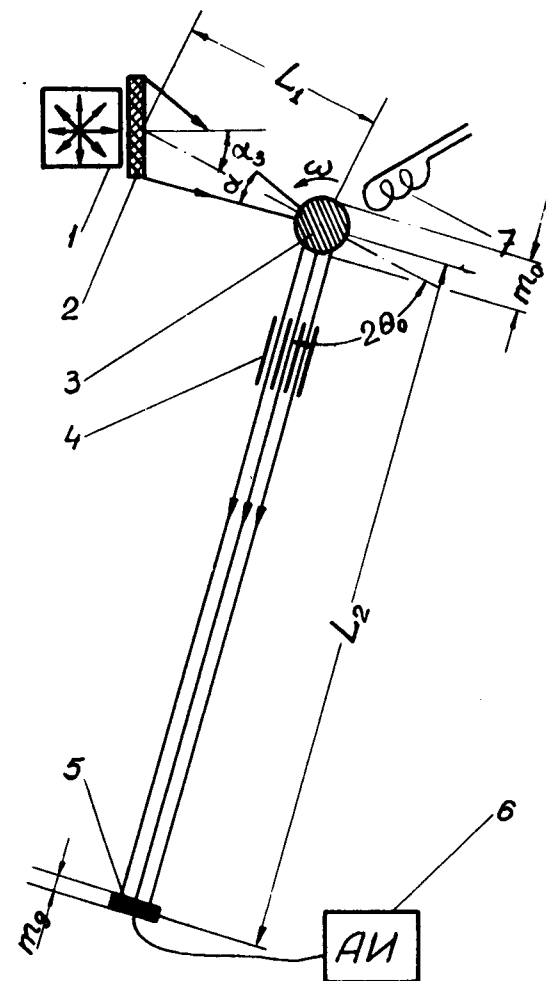


Рис. 6. Метод вращающегося монокристаллического образца. 1 - источник нейтронов, 2 - замедлитель, 3 - вращающийся монокристаллический образец, 4 - щелевой коллиматор, 5 - детектор, 6 - многоканальный временной анализатор, 7 - "генератор" прямоугольных импульсов поля.

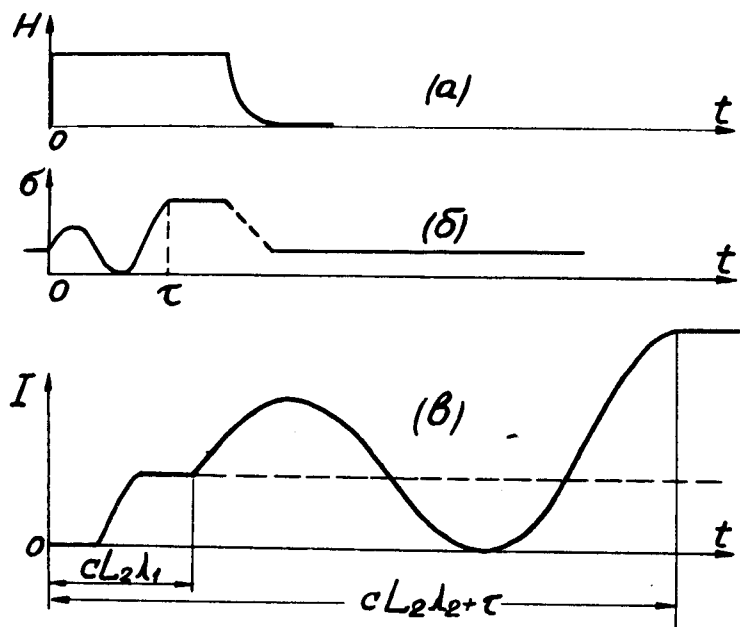


Рис. 7. Временные диаграммы в методе вращающегося монокристалла: а - форма импульса внешнего поля, б - изменение сечения упругого когерентного рассеяния, в - соответствующая временная нейтронограмма.

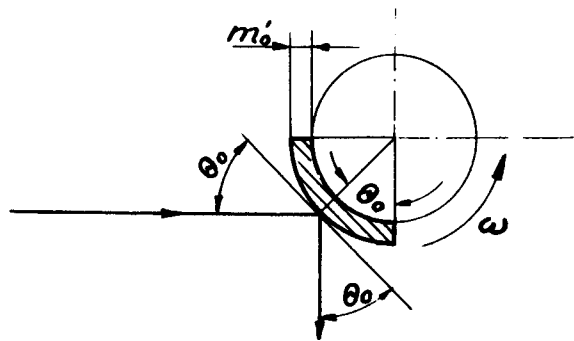


Рис. 8. Геометрия симметричного отражения от вращающегося монокристалла.

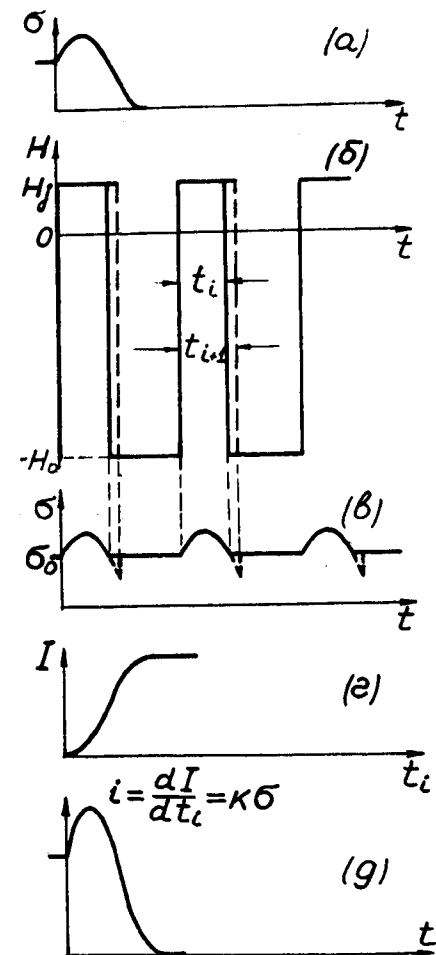


Рис. 9. Временные диаграммы "интегрального" метода: а - временная зависимость рассеяния на образце при переходном процессе; б - временная зависимость действующего на образец периодического внешнего поля; в - соответствующая зависимость рассеяния нейтронов от времени; г - зависимость интенсивности счета от длительности  $t_i$  импульсов поля; д - зависимость интенсивности нейтронов от времени, отсчитываемого от начала переходного процесса.