

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ434

12/4-75

T-19

P3 - 8577

1717/2-75

Ю.В.Таран

БЫСТРЫЙ АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПЕРЕВОРОТ
СПИНА НЕЙТРОНА

1975

P3 - 8577

Ю.В.Таран

**БЫСТРЫЙ АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПЕРЕВОРОТ
СПИНА НЕЙТРОНА**

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

В экспериментах с поляризованными нейтронами, как правило, требуется изменять ориентацию вектора поляризации нейтронного пучка на 180° относительно некоторого заданного направления /например, вектора намагниченности анализатора поляризации, вектора поляризации ядерной мишени и т.д./. Обычно используемые в таких случаях способы реверса поляризации нейтронов описаны в работе /1/. С другой стороны, в методике исследований ядерного магнетизма для реверса ядерной поляризации широко применяется так называемый метод быстрого адиабатического прохождения /БАП/ /см., напр., работу /2/ /. Изложим кратко суть этого метода применительно к нейтрону с гиромагнитным отношением γ , движущемуся со скоростью \vec{v} . Создадим на пути нейтрона неоднородное стационарное магнитное поле H_0 и перпендикулярное ему, вращающееся с частотой ω , магнитное поле H_1 .

Переходя в подвижную систему /п.с./ координат S' , связанную с движущимся нейтроном и вращающуюся со скоростью ω вокруг H_0 , получим для эффективного поля в п.с. S' :

$$H_e = \left[H_0(t) - \frac{\omega}{\gamma} \right] \vec{k} + H_1 \vec{i} \quad /1/$$

где \vec{k} и \vec{i} - единичные векторы вдоль H_0 и H_1 , t - время, связанное с текущей координатой нейтрона.

Из /1/ видно, что эффективное поле меняет знак при прохождении через резонанс. Если изменение поля H_0 происходит достаточно медленно, то угол между вектором

нейтронной поляризации и мгновенным направлением поля является интегралом движения. В этом случае спин нейтрона, вначале параллельный полю H_0 , будет непрерывно оставаться параллельным H_e , и после прохождения через резонанс станет антипараллельным H_0 . Как показано в /2/, условием полного обращения /реверса на 180° / вектора поляризации является неравенство

$$\frac{dH_0}{dt} \ll \gamma H_1^2. \quad /2/$$

Впервые в экспериментальной нейтронной физике метод БАП по предложению В.И.Лущикова использовали Лобашев, Порсев, Серебров /3/.

Преимущества этого метода следующие:

а/ вероятность переверота не зависит от скорости нейтронов ниже некоторой максимальной, для которой выполнено условие /2/; б/ неоднородность внешнего поля H_0 не влияет на реверс поляризации нейтронов; в/ коллимация пучка нейтронов не существенна. В частности, для канализированного потока газа УХН этот метод, по-видимому, является уникальным.

При расчете и проектировании устройств для реверса нейтронной поляризации на основе БАП весьма существенным является вопрос о степени выполнения неравенства /2/. В настоящей работе излагается краткая теория БАП, приводятся результаты численных расчетов и обсуждаются некоторые возможности использования БАП в нейтронной физике.

2. Теория

Уравнение движения углового момента \vec{M} нейтрона в п.с. S' следующее /2/:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma [\vec{M} \vec{H}_e]. \quad /3/$$

Введем вторую п.с. координат S'' , в которой ось z совпадает с мгновенным направлением $H_e(t)$, вращающаяся по отношению к п.с. S' с мгновенной осью $\vec{\Omega}(t)$ и

угловой скоростью Ω , равной угловой скорости вращения вектора \vec{H}_e в п.с. S' . В новой п.с. уравнение движения:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma [\vec{M} (\vec{H}_e + \frac{\vec{\Omega}}{\gamma})]. \quad /4/$$

По определению, в п.с. S'' $H_{e,x} = H_{e,y} = 0$ и, обозначая $H_{e,z} = H_e$, получим:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \gamma M_y H_e - M_z \Omega_y$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = -\gamma M_x H_e + M_z \Omega_x \quad /5/$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = M_x \Omega_y - M_y \Omega_x$$

Найдем теперь значение Ω . Введем вдоль \vec{H}_e единичный вектор \vec{h} , тогда $\vec{H}_e = H_e \vec{h}$. Дифференцируя это выражение, получим:

$$\frac{d\vec{H}_e}{dt} = \dot{H}_e \vec{h} + H_e \frac{d\vec{h}}{dt}. \quad /6/$$

Так как $|\vec{h}| = \text{const.}$, то годограф $\vec{h}(t)$ есть сферическая кривая, и, пользуясь формулой Эйлера $\frac{d\vec{h}}{dt} = [\vec{\Omega} \vec{h}]$, имеем

$$\frac{d\vec{H}_e}{dt} = \frac{\dot{H}_e}{H_e} \vec{H}_e + [\vec{\Omega} \vec{H}_e]. \quad /7/$$

Первый член в этой формуле характеризует изменение длины вектора \vec{H}_e , а второй - изменение его направления.

С другой стороны, дифференцируя /1/, получим:

$$\frac{d\vec{H}_e}{dt} = \dot{H}_0 \vec{k}. \quad /8/$$

Выразим вектор \vec{k} через H_0 , H_1 и ω , пользуясь следующими очевидными соотношениями:

$$\begin{aligned} [\vec{H}_e \vec{k}] &= \vec{H}_1 [i \vec{k}] = H_1 \vec{n}, \\ [[\vec{H}_e \vec{k} | \vec{H}_e] &= H_e^2 \vec{k} - H_e \cos \theta \vec{H}_e, \end{aligned}$$

где θ - угол между \vec{H}_0 и \vec{H}_e в п.с. S' . Тогда

$$\vec{k} = \frac{\vec{H}_e}{H_e} \cos \theta + \frac{[\vec{n} \vec{H}_e]}{H_e} \sin \theta. \quad /9/$$

Подставляя /9/ в /8/ и сравнивая полученное выражение с /7/, имеем:

$$\vec{\Omega} = \frac{\dot{H}_0}{H_e} \sin \theta \vec{n}, \quad /10/$$

где $\sin \theta = \gamma H_1 / \sqrt{(\gamma H_0 - \omega)^2 + \gamma^2 H_1^2} = H_1 / H_e$.

Отсюда видно, что вектор $\vec{\Omega}$ в п.с. S' не изменяет своей ориентации, поэтому одну из осей x или y п.с. S'' можно направить вдоль $\vec{\Omega}$. Считая для определенности $\Omega_x = 0$ и $\Omega_y = \Omega$, систему /5/ перепишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_x}{\partial t} &= \gamma M_y H_e - M_z \Omega \\ \frac{\partial M_y}{\partial t} &= -\gamma M_x H_e \\ \frac{\partial M_z}{\partial t} &= M_x \Omega. \end{aligned} \quad /11/$$

Если $\Omega \ll \gamma H_e$, то только первые два уравнения в /11/

взаимосвязаны. Вводя вектор-оператор $\hat{M} = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \end{pmatrix}$ и мат-

рицу $\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}$, запишем систему двух уравнений в частных производных в векторной форме:

$$\dot{\hat{M}} = -i \gamma \hat{\sigma} H_e \hat{M}. \quad /12/$$

Находим решение /12/ в виде:

$$\hat{M}(t) = \exp(-i \gamma \hat{\sigma} \int_0^t H_e dt) \hat{M}_0. \quad /13/$$

Подставляя /13/ в /12/ и делая ряд несложных, но громоздких преобразований, получим:

$$\left. \begin{aligned} M_x &= M_{x,0} \cos \alpha + M_{y,0} \sin \alpha \\ M_y &= M_{x,0} \sin \alpha - M_{y,0} \cos \alpha \end{aligned} \right\}, \quad /14/$$

где $\alpha = \gamma \int_0^t H_e dt$.

Так как в силу начальных условий $M_{x,0} = M_{y,0} = 0$, то $M_x(t) = M_y(t) = 0$, и в силу третьего уравнения в системе /11/ $M_z = \text{const}$. Таким образом, проекция углового момента нейтрона на направление эффективного поля H_e сохраняется /адиабатически следует за ним/, а на направление внешнего поля H_0 реверсируется. Пользуясь /10/, перепишем неравенство $\Omega \ll \gamma H_e$ следующим образом:

$$H_0 \ll \frac{\gamma H_e^3}{H_1}. \quad /15/$$

При точном резонансе эффективное поле минимально и равно $H_e = H_1$. Вводя ларморовскую частоту $\omega_1 = \gamma H_1$ и время прохождения через резонанс $\tau = \frac{H_1}{H_0}$, получим условие адиабатичности:

$$\omega_1 \tau \gg 1. \quad /16/$$

Практически важным является вопрос о силе выполнения неравенства /16/. С этой целью были проделаны численные расчеты.

3. Результаты расчетов

Решение системы уравнений /11/ производилось численными методами на ЭВМ БЭСМ-6 при различных значениях H_1 и \dot{H}_0 .

Для упрощения задачи градиент магнитного поля H_0 в области действия осциллирующего поля задавался постоянным.

На рис. 1 с иллюстративной целью приведены решения этих уравнений в п.с. S'' в зависимости от времени для $\omega_1\tau = 0,2$ /нет адиабатичности/ и 2 /условие адиабатичности почти выполняется/. Результаты расчетов графически представлены на рис. 2 в виде зависимости от параметра $\omega_1\tau$ относительной проекции M_z/M_0 углового момента нейтрона на ось z в п.с. S'' после прохождения через резонанс.

Введем эффективность переворота поляризации ϕ как отношение поляризаций пучка после и до прохождения через резонанс*. Тогда, считая $\phi \leq -0,9$ достаточной для большинства экспериментов, получим из рис. 2, что $\omega_1\tau$ должно быть не менее 2. Таким образом, неравенство /16/ не является сильным.

4. Возможные приложения БАП

4.1. Нейтронный спиновый ротатор

Обозначая минимально допустимое для заданного эксперимента значение $\omega_1\tau$ через K , запишем условие адиабатичности в следующем виде:

$$\frac{|\text{grad } H_0|}{H_1^2} = \frac{1,32 \cdot 10^{-2}}{K \sqrt{E_{\text{max}}}}, \quad /17/$$

* Отметим, что ϕ связано с вероятностью переворота спина нейтрона f следующим образом: $\phi = 1 - 2f$ /см., например, /1/, стр. 24/.

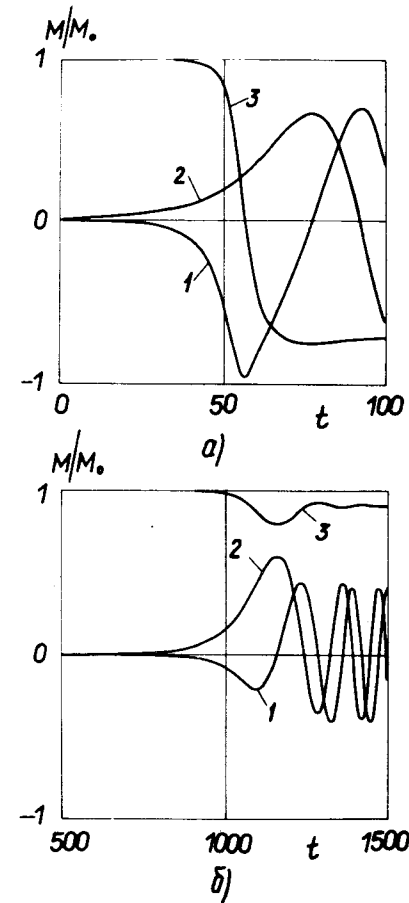


Рис. 1. Проекция углового момента нейтрона M_x /кривая 1/, M_y /кривая 2/ и M_z /кривая 3/ на оси п.с. S'' , нормированные на модуль углового момента M_0 , в зависимости от времени t /мкс/ для расстройки вида

$$H_0 - \omega/\gamma = \dot{H}_0(t-t_0) \text{ при } H_1 = 1 \text{ Э: а/ } \dot{H} = 1,82 \cdot 10^5 \text{ Э/с, } t_0 = 55 \text{ мкс, } \omega_1\tau = 0,2; \text{ б/ } \dot{H} = 9,1 \cdot 10^3, t_0 = 1100, \omega_1\tau = 2.$$

где $|\text{grad } H_0| / \text{Э} \cdot \text{см}^{-1}$ - абсолютное значение градиента стационарного магнитного поля H_0 , $H_1 / \text{Э}$ - амплитуда вращающегося магнитного поля, $E_{\text{max}} / \text{эВ}$ - максимальная энергия в спектре поляризованного пучка нейтронов. Задавая величину H_1 /или $\text{grad } H_0$ /, можно определить максимальную величину градиента в магните /или минимальную амплитуду в резонансной петле/.

Важной характеристикой ротатора является его длина L в направлении пучка нейтронов:

$$L = K_1 \tau_{\text{min}} v_{\text{max}}, \quad /18/$$

где K_1 - численный множитель, характеризующий удаленность краевых условий от резонансной точки; согласно расчетам, K_1 должно быть не меньше 7, v_{max} - максимальная скорость в спектре нейтронов и τ_{min} - соответствующее этой скорости время прохождения через резонанс. Выражая τ_{min} через H_1 и $\text{grad } H_0$, получим:

$$L = \frac{K_1 H_1}{|\text{grad } H_0|}, \quad /19/$$

или, используя уравнение /17/, имеем:

$$L = \frac{75,7 K K_1 \sqrt{E_{\text{max}}}}{H_1}. \quad /20/$$

Определим основные параметры спинового ротатора для ультрахолодных, тепловых /до 0,5 эВ/ и резонансных /до 1 кэВ/ нейтронов.

а/ УХН, $E_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ эВ. Выбирая для H_1 легко достижимое значение $\approx 0,3$ Э, получим, что градиент магнитного поля должен быть не более $1 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-1}$ /при $K = 3$ /, а длина ротатора - не менее 2 см. Такие требования легко реализуются, примером чего является ранее упомянутая работа /3/.

б/ Тепловые нейтроны, $E_{\text{max}} \approx 0,5$ эВ. В этом случае, чтобы получить разумную величину градиента, надо сделать как можно большей напряженность переменного

поля. Считая величину 10 Э технически достижимой, получим следующие требования $\text{grad } H_0 \leq 0,6 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-1}$, $L \geq 1$ м. Осуществление ротатора с такими параметрами, по-видимому, вполне возможно.

Такой ротатор обладает преимуществом перед ротатором с использованием метода спинового резонанса /см., напр., /1/, стр. 43/, так как его эффективность не зависит от скорости нейтрона /ниже некоторой заданной/. В сравнении с другим широко используемым типом спинового ротатора, основанным на методе переворота направления ведущего поля /см. там же, стр. 47/, метод БАП обладает значительно большим быстродействием.

в/ Резонансные нейтроны, $E_{\text{max}} \approx 1$ кэВ. Получающиеся требования на величину градиента $\leq 0,02 \text{ Э} \cdot \text{см}^{-1}$ при $H_1 = 10$ Э/ и длину установки ≥ 50 м/ делают осуществление ее практически неразумным.

4.2. Замедление или ускорение нейтронов

В 1960 г. Драбкин и Житников /4/ предложили способ получения УХН замедлением нейтронов в неоднородном магнитном поле. Для этого на пути пучка нейтронов создается магнитное поле напряженностью 20 ÷ 30 кЭ. При входе в область, занятую полем, нейтроны с проекцией спина по полю будут ускоряться, а против поля - замедляться. Если центральную часть этого поля сделать однородной и создать там осциллирующее магнитное поле, перпендикулярное статическому и такой амплитуды и частоты, чтобы происходил резонансный переворот спинов нейтронов /т.е. использовать упомянутый ранее метод спинового резонанса/, то при выходе из статического поля его воздействие на нейтроны будет аналогичным воздействию при входе в него. Создавая достаточное количество таких участков с полем на пути пучка, можно трансформировать нейтроны со скоростью, скажем, 50 ÷ 100 м/с в УХН.

Применение в этом предложении для реверса спинов нейтронов БАП вместо обычного резонансного перево-

рота* позволяет существенно расширить интервал скоростей нейтронов, участвующих в процессе замедления. Действительно, для метода спинового резонанса требуется выполнение определенного соотношения между напряженностью осциллирующего поля и длительностью его воздействия на спин нейтрона, т.е. его скоростью. В методе БАП переворот спинов происходит у всех нейтронов, энергия которых ниже некоторой, определяемой уравнением /17/.

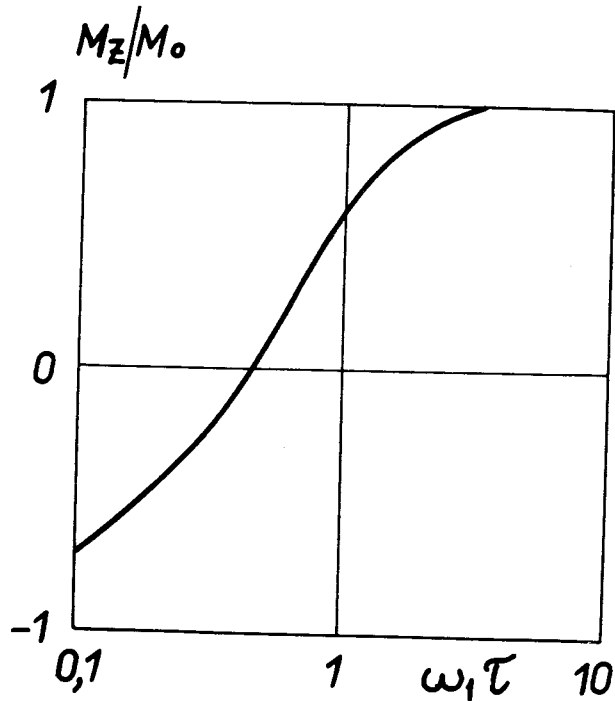


Рис. 2. Зависимость проекции углового момента M_z/M_0 в п.с. S'' после прохождения через резонанс от параметра $\omega_1 \tau$ /до прохождения через резонанс $M_z/M_0 = +1/$.

* По свидетельству И.М.Маторы, на возможность применения БАП в методе ускорения нейтронов магнитным полем указывал Ф.Л.Шапиро. При этом нейтроны всех скоростей будут одновременно ускоряться.

Для вывода УХН промежутки между участками с полем можно снабдить зеркалами, отражающими УХН и пропускающими нейтроны с энергией выше граничной энергии зеркал $E_{гр}^{зер}$ для дальнейшего замедления. Для транспортировки и фокусировки выведенных УХН можно применить систему изогнутых нейтронотводов. Возможный вариант такого устройства схематически изображен на рис. 3. Нейтроны из замедлителя 1 входят в магнитный канал. В первой секции 2 этого канала нейтроны с начальной энергией в интервале от $E_{гр}^{зер}$ до $E_{гр}^{зер} + 2\mu H_0$ замедлятся до энергии УХН с интервалом $E_{гр}^{зер} - 2\mu H_0$, $E_{гр}^{зер}$ / и с помощью зеркала 3 и нейтронотова 4 могут быть выведены из канала. После второй секции магнитного канала в УХН перейдут нейтроны с начальной энергией от $E_{гр}^{зер} + 2\mu H_0$ до $E_{гр}^{зер} + 4\mu H_0$ и т.д. После n-участка в УХН перейдут нейтроны с начальной энергией от $E_{n-1} = E_{гр}^{зер} + 2(n-1)\mu H_0$ до $E_n = E_{гр}^{зер} + 2n\mu H_0$.

Выигрыш η в интенсивности пучка УХН с помощью такого устройства по сравнению с предложением Драбкина и Житникова равен:

$$\eta = \left(\int_{E_{гр}^{зер}}^{E_n} E dE \right) / \left(\int_{E_{n-1}}^{E_n} E dE \right) =$$

$$= n \frac{E_{гр}^{зер} + n\mu H_0}{E_{гр}^{зер} + (2n-1)\mu H_0} \quad /21/$$

При $n = 1$ имеем $\eta = 1$. При $n \gg 1$ и достаточно больших значениях H_0 /скажем, $20 \div 30$ кЭ/ хорошим приближением является следующее выражение:

$$\eta \approx \frac{n}{2} \quad /22/$$

Рассмотрим следующий пример. Пусть $H_0 = 20$ кЭ, $E_n = 1,3 \cdot 10^{-5}$ эВ /это соответствует скорости нейтронов 50 м/с / и $E_{гр}^{зер} = 1,7 \cdot 10^{-7}$ эВ/это соответствует

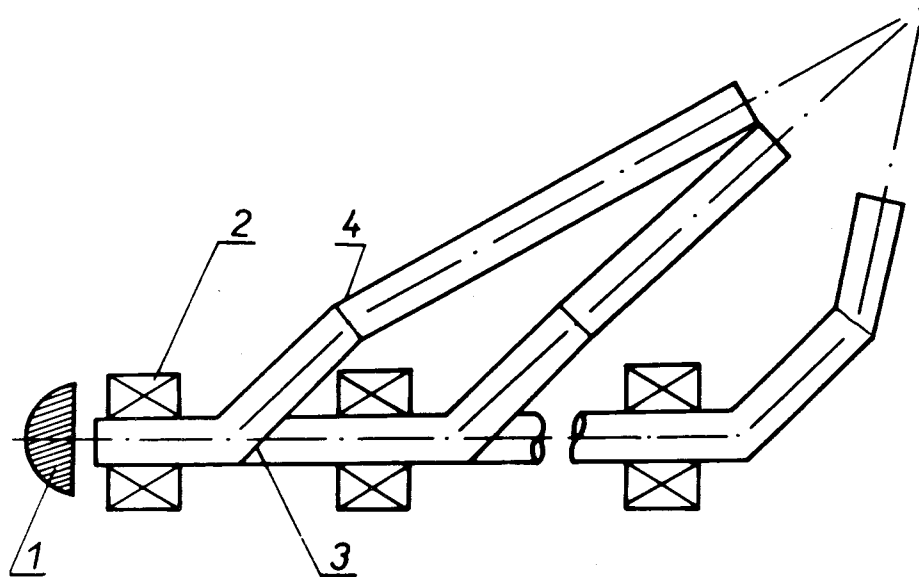


Рис. 3. Схематическое изображение магнитного канала для замедления нейтронов: 1 - замедлитель реактора, 2 - электромагнит, 3 - зеркало, 4 - нейтронотвод.

меди с $v_{гр} = 5,7 \text{ м/с}$ /. Тогда необходимое количество секций магнитного канала равно $n \approx 50$ и возможный выигрыш $\eta \approx 25$.

Другим преимуществом использования БАП является возможность замедления неколлимированных пучков, что также дает выигрыш в интенсивности.

5. Заключение

Подводя итоги, отметим, что применение БАП:

1/ позволило создать уникальный спиновый ротатор для УХН без каких-либо переключений ведущих магнитных полей;

2/ позволяет осуществить спиновый ротатор для тепловых нейтронов с высоким быстродействием;

3/ позволяет повысить эффективность способа получения УХН замедлением нейтронов в магнитном поле. По-видимому, будут найдены и другие возможные применения БАП.

Автор пользуется случаем, чтобы поблагодарить Ю.В.Никитенко за помощь в численных расчетах, В.К.Игнатовича - за математические консультации и В.И.Лушкова - за прочтение рукописи.

Литература

1. Ю.Г.Абов, А.Д.Гулько, П.А.Крупчицкий. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
2. А.Абрагам. Ядерный магнетизм, ИЛ, М., 1963.
3. В.М.Лобашев, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров. Препринт ЛИЯФ АН СССР №37, Л., 1973.
4. Г.М.Драбкин, Р.А.Житников. ЖЭТФ, 3, 1013 /1960/.

Рукопись поступила в издательский отдел 3 февраля 1975 года.