

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ 2 Г 1

Т-19

634/2-76

Ю.В.Таран

23/11-76

РЗ - 9307

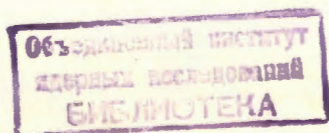
К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИИ
И АНАЛИЗЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

1975

РЗ - 9307

Ю.В.Таран

К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИИ
И АНАЛИЗЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ



1. Введение

Свойство ультрахолодных нейтронов /УХН/, заключающееся в способности удерживаться в замкнутых сосудах из материалов с положительной когерентной длиной рассеяния /1, 2/ /так называемые накопители УХН/, открывает дополнительные экспериментальные возможности для классического поляризационного анализа /см., напр., /3/ /.

Целью такого анализа является определение степени поляризации P_1 пучка медленных нейтронов, создаваемой некоторым устройством - поляризатором. Для этого используется обычно другое такое же устройство - анализатор. Между поляризатором и анализатором располагается устройство для переворота поляризации /т.н. флиппер/. Экспериментально определяется величина эффекта двойного пропускания:

$$\epsilon_2 = \frac{N_{\Pi} - N_A}{N_{\Pi} + N_A}, \quad /1/$$

где $N_{\Pi(A)}$ - счет детектора, когда флиппер выключен /включен/. Для монохроматических нейтронов из этого эффекта можно определить величину:

$$P_1 F P'_2 = \frac{2\epsilon_2}{(1 - \phi) - (1 + \phi)\epsilon_2}, \quad /2/$$

где ϕ - эффективность флиппера /полный переворот соответствует $\phi = -1$ /, F - фактор, учитывающий деполяризацию между поляризатором и анализатором, P'_2 - эффективность анализатора:

$$P'_2 = P_2 + \frac{2(b_{+-} - b_{-+})}{b_{++} + b_{+-} + b_{--} + b_{-+}}, \quad /3/$$

P_2 - степень поляризации пучка, создаваемой анализатором при замещении им поляризатора, b_{++} , b_{+-} , b_{--} и b_{-+} - вероятности для нейтрона с заданной ориентацией спина оказаться после взаимодействия с анализатором в другом заданном спиновом состоянии^{/4/}. Отсюда видно, что такого сорта измерения не позволяют разделить поляризующую способность поляризатора P_1 и эффективность анализатора P_2' .

В данной работе показывается, что такое разделение возможно для УХН.

2. Поляризация УХН

В качестве поляризаторов /соответственно, и анализаторов/ медленных нейтронов используются магнитные зеркала, намагниченные монокристаллы и блоки железа, поляризованные ядерные мишени и т.д.^{/3/}. Для поляризации очень медленных нейтронов и УХН пригодны только магнитные зеркала^{/5/}. Своеобразную модификацию метода поляризации с помощью магнитных зеркал предложили для УХН Лобашов с сотрудниками^{/6/}. В их устройстве зеркало из тонкой ферромагнитной пленки было установлено в геометрии прохождения. Так как граничная энергия $E_{гр+}$ намагниченной до насыщения пленки для положительной проекции спина $s_n = +\frac{1}{2}$ нейтрона была больше максимальной энергии E_{max} в спектре УХН, то через пленку могли проходить только нейтроны с $s_n = -\frac{1}{2}$. В принципе, такое устройство в отсутствие деполяризующих эффектов должно давать 100%-ную поляризацию УХН. Фактически этого не наблюдалось: достигнутая поляризация была около 80%^{/6/}. В известном смысле ситуация схожа со средним /по многим экспериментальным установкам/ уровнем поляризации этим методом холодных и тепловых нейтронов. Обычно для объяснения неполной эффективности зеркал называют следующие причины^{/3, 4/}: недостаточная намагниченность поверхностного слоя зеркала, деполяризующие краевые эффекты, загрязнение и окисление поверхностного слоя, приводящие к возможности отражения

второго спинового состояния, нерегулярности магнитного поля вдоль поверхности зеркала, связанные с неравномерностью толщины магнитного слоя, приводящие к деполяризации, и т.д. В работе^{/4/} для описания указанных процессов были введены упомянутые ранее коэффициенты b , относительно которых в геометрии отражения в общем случае ничего не известно. Однако для геометрии прохождения могут быть сделаны определенные суждения, упрощающие ситуацию применительно к УХН.

Если $E_{max} < E_{гр+} = U + \mu_n \kappa B_s$, то заведомо можно положить $b_{++} = 0$ /здесь: U - высота ядерного барьера, B_s - магнитная индукция насыщения пленки, μ_n - магнитный момент нейтрона, $\kappa = (B_s - B) / B_s$ - относительное отклонение намагниченности пленки от насыщения/.

Оценим величину b_{-+} , исходя из теорий Халперна и Холстейна^{/7/*} и пользуясь экспериментальными данными из работ^{/8-10/}. Согласно классической трактовке Халперна и Холстейна, параметр деполяризации D^{**} при движении нейтрона в образцах, находящихся в состоянии, близком к насыщению, равен:

$$D \approx \gamma^2 B_s^2 \frac{\kappa \delta}{v^2} \quad \text{при} \quad \gamma B \frac{\delta}{v} < 1, \quad /4/$$

$$D \approx \frac{\kappa}{\delta} \quad \text{при} \quad \gamma B \frac{\delta}{v} > 1, \quad /5/$$

где: γ - гиромагнитное отношение нейтрона, δ - размер домена или кристаллита, v - скорость нейтрона.

Уравнение /4/ описывает деполяризацию тепловых нейтронов, а уравнение /5/ применимо для очень медленных нейтронов и, по-видимому, для УХН.

* Хотя вопрос о применимости теории Халперна и Холстейна для УХН является открытым, мы пользуемся ею из-за отсутствия теории деполяризации УХН в ферромагнитной среде.

** Поляризация падающего P_0 и прошедшего P пучков связаны соотношением: $P/P_0 = \exp(-Dt)$, где t - толщина образца. Тогда: $b_{-+} \sim (1 - P/P_0)$.

В работе /8/ для металлического гольмия в ферромагнитном состоянии /при гелиевой температуре/, находящемся в поле 17,9 кЭ, было получено $D = 50 \text{ см}^{-1}$ для тепловых нейтронов. В работе /9/ для металлического кобальта в гексагональной фазе* при поле 17,7 кЭ получено для тепловых нейтронов $D = 1,2 \text{ см}^{-1}$, что для κ дало оценку $< 1\%$. В работе /10/ исследовалось пропускание поляризованных тепловых нейтронов через фольги из металлического кобальта в кубической фазе в поле 400 Э, при котором на этих фольгах, использованных в качестве зеркал в геометрии отражения, зависимость поляризации отраженного пучка от поля с хорошим запасом вышла на плато.

Рассчитанный из экспериментальной зависимости P/P_0 от t параметр деполаризации равен $D \approx 30 \text{ см}^{-1}$. Для типичного размера домена $\delta = 10^{-4} \text{ см}$ получаемое отступление от намагниченности насыщения $\kappa \approx 0,1$ кажется неразумно большим. Для $\delta = 10^{-3} \text{ см}$, типичного размера кристаллитов, величина κ получается $\sim 1\%$, что, по-видимому, близко к экспериментальной ситуации.

Для УХН параметр деполаризации можно оценить из уравнения /5/, считая, что κ не превосходит 10^{-2} , и полагая $\delta = 10^3 \text{ \AA}$, что является нижней границей на размер домена: $D \approx 10^{-2}/10^{-5} = 10^3 \text{ см}^{-1}$. Тогда для ферромагнитных пленок толщиной от $2 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-4} см , использованных в работе /6/, деполаризация не превосходит $2 \cdot 10\%$. Таким образом, можно считать, что величина b_{+-} достаточно мала. Так как b_{+-} по порядку величины в t/d раз** меньше b_{-+} , где d глубина проникновения в среду УХН с проекцией спина $s_n = +\frac{1}{2}$, то отсюда следует, что величиной b_{+-} в ур. /3/ можно пренебречь. Тогда для поляризующей способности зеркала в геометрии прохождения получим:

* Отметим, что гольмий и кобальт являются очень жесткими ферромагнетиками.

** Действительно, так как $b \sim (1 - P/P_0) \sim t$, то $b_{-+}/b_{+-} \sim t/d$.

$$P = \frac{(b_{++} + b_{-+}) - (b_{--} + b_{+-})}{\Sigma b} \approx - \frac{b_{--} - b_{-+}}{b_{-+} + b_{-+}} \quad /6/$$

Отметим, что после пропускания неполяризованных монохроматических УХН через такое зеркало, получится две энергетические группы УХН: первая группа с проекцией спина $s_n = -\frac{1}{2}$ сохраняет начальную кинетическую энергию E_k , а вторая группа с $s_n = +\frac{1}{2}$ будет иметь энергию $E_k + E_{\text{Гр}+}$ *.

Эффективность зеркала как анализатора для монохроматических поляризованных УХН будет равна:

$$P' = P + \frac{2(b_{+-} - b_{-+})}{\Sigma b} \approx -1 \quad /7/$$

В случае, если же и поляризатор и анализатор работают в геометрии прохождения, ур. /7/ не применимо, так как на анализатор падают отмеченные ранее две группы УХН. Рассмотрим возможные варианты описания такой ситуации.

3. Двойное пропускание УХН

Используя соображения, высказанные в §2, проведем рассмотрение на примере установки, описанной в работе /6/ /рис. 1/, считая пучок УХН достаточно сколлимированным. Обозначим через N_0 счет детектора 4 в отсутствие поляризатора 1 и анализатора 3 /соответствующие ферромагнитные пленки убраны из трубы нейтронотода/. Тогда при наличии в пучке только поляризатора и в предположении, что эффективность детектора не зависит от энергии нейтронов, счет будет равен /пренебрегаем поглощением нейтронов внутри пленки/:

$$N = N_+ + N_- \approx \frac{1}{2} N_0 \quad /8/$$

* При перевороте спина УХН внутри ферромагнитной среды энергия перехода $2\mu_n B$ берется из ферромагнетика, так как в рассматриваемом нами случае:

$E_k \leq E_{\text{max}} \leq E_{\text{Гр}+} = U + \mu_n B \approx 2\mu_n B$, она не может быть взята из E_k .

где N_{\pm} - компонента счета нейтронов с $s_n = \pm \frac{1}{2}$. Поляризация пучка равна $P_1 = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$.

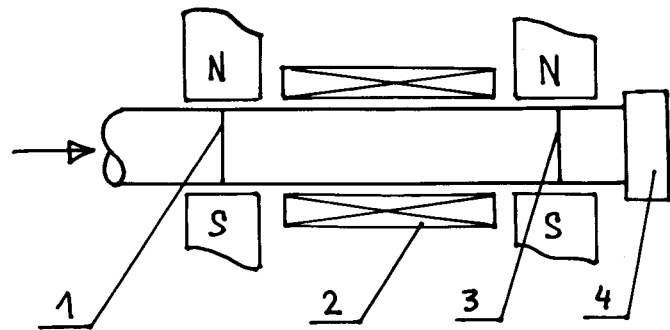


Рис. 1. Устройство для поляризационного анализа УХН в проточном варианте /6/: 1 - поляризатор, 2 - флиппер, 3 - анализатор, 4 - детектор.

При наличии анализатора счет равен: а/ параллельная ориентация /флиппер выключен/:

$$N_{\Pi} \approx N_+ + N_- = N, \quad /9/$$

так как компонента пучка с $s_n = + \frac{1}{2}$ является надбарьерной и проходит через анализатор;

б/ антипараллельная ориентация /флиппер включен/:

$$N_A \approx N_+ + \frac{1}{2} (1 + \phi) N_- \quad /10/$$

Учитывая, что $N_{\pm} = \frac{1}{2} N (1 \pm P_1)$, преобразуем ур. /10/:

$$N_A \approx \frac{1}{4} N [(3 + \phi) + (1 - \phi) P_1]. \quad /11/$$

Подставляя ур. /9/ и /11/ в ур. /1/, получим для эффекта двойного пропускания:

$$\epsilon_2 = \frac{(1 - \phi) (1 - P_1)}{7 + P_1 + \phi (1 - P_1)}. \quad /12/$$

Предельные случаи: 1/ при $\phi = -1$ имеем:

$$\epsilon_2 = \frac{1 - P_1}{3 + P_1}; \quad /13/$$

2/ при $\phi = -1$ и $P_1 = -1$ /нет деполяризации/ $\epsilon_2 = 1$;

3/ при $\phi = -1$ и $P_1 = 0$ /полная деполяризация/ $\epsilon_2 = 1/3$ *.

Для определения P_1 из ур. /12/ надо знать ϕ . Для этого обычно проводятся дополнительные измерения с деполяризованным между поляризатором и анализатором пучком. Однако, как показали эксперименты /6/, добиться полной деполяризации УХН обычными методами нельзя. Из измерений с одним флиппером можно получить лишь нижний предел величины поляризации P_1 , полагая $\phi = -1$, тогда из ур. /13/:

$$P_1 = \frac{1 - 3\epsilon_2}{1 + 3\epsilon_2}. \quad /14/$$

Если установить два флиппера /см., напр., /3/ , стр. 31/ и провести измерения, когда оба флиппера выключены /счет N_{Π} по ур. /9/; первый включен, второй выключен /счет N'_A по ур. /11/ с $\phi = \phi'$ /; первый выключен, второй включен /счет N''_A по ур. /11/ с $\phi = \phi''$ / и, наконец, оба включены /счет N'''_{Π} по ур. /11/ с $\phi = \phi'\phi''$ /, то из этих четырех счетов можно образовать следующие комбинации:

$$\epsilon_2^{(1)} = \frac{N_{\Pi} - N'_A}{N_{\Pi} + N'_A} = \epsilon_2 \quad /по ур. /12/ с \phi = \phi' /; /15/$$

$$\epsilon_2^{(2)} = \frac{N_{\Pi} - N''_A}{N_{\Pi} + N''_A} = \epsilon_2 \quad (\phi = \phi''); \quad /16/$$

$$\epsilon_2^{(3)} = \frac{N_{\Pi} - N'''_{\Pi}}{N_{\Pi} + N'''_{\Pi}} = \epsilon_2 \quad (\phi = \phi'\phi''). \quad /17/$$

*Ситуация кажется парадоксальной: поляризация падающего на анализатор пучка равна нулю, а эффект ϵ_2 имеется. На самом деле, эффект двойного пропускания трансформируется в аналог эффекта однократного пропускания ϵ_1 , производимого не выключением намагниченности пленки, а включением флиппера.

$$\epsilon_2^{(4)} = \frac{N'_\Pi - N'_A}{N'_\Pi + N'_A} = \frac{\phi'(1 - \phi'')(1 - P_1)}{6 + 2P_1 + \phi'(1 + \phi'')(1 - P_1)}; \quad /18/$$

$$\epsilon_2^{(5)} = \frac{N'_\Pi - N''_A}{N'_\Pi + N''_A} = \frac{\phi''(1 - \phi')(1 - P_1)}{6 + 2P_1 + \phi''(1 + \phi')(1 - P_1)}. \quad /19/$$

Число уравнений - 5, неизвестных - 3; ϕ' , ϕ'' и P_1 т.е. возможно однозначное определение эффективности поляризатора.

Однако на практике для определения фона детектора пользуются так называемой штормочной разностью $(N - N_{III})$, где N - счет открытого детектора, N_{III} - счет детектора, закрытого тонкой фольгой из материала, полностью отражающего УХН. В этом случае компонента счета нейтронов N_+ войдет в фон N_{III} и в ур. /8-11/ должен быть отброшен член N_+ . Тогда ур. /12/ модифицируется в следующее:

$$\epsilon_2 = \frac{1 - \phi}{3 + \phi}, \quad /12' /$$

т.е. поляризация УХН полная, а из эффекта ϵ_2 определяется эффективность флиппера ϕ .

До сих пор в рассмотрении пренебрегалось деполяризацией УХН между поляризатором и анализатором /фактор F в ур. /2/ полагается равным 1/. Учет деполяризации приведет к следующей модификации ур. /12' /:

$$\epsilon_2 = \frac{(1 - \phi) F}{2 + (1 + \phi) F}. \quad /12'' /$$

Определение и разделение ϕ и F в измерениях с одним флиппером невозможно*. Для обсчета измерений с двумя

* Отметим, что в работе /6/ было использовано выражение $P = \sqrt{\epsilon_2}$, которое получается из ур. /2/ в предположении $P_1 = P_2 = P'_2 = P$, $\phi = -1$ и $F = 1$, что при экспериментальном значении $\epsilon_2 = 0,6$ дало $P = 0,78$. Оценки по ур. /14/ дают $|P_1| \approx 0,5$; по ур. /12' / $\phi \approx -0,5$; а по ур. /12'' / при $\phi = -1$ получаем $F \approx 0,6$.

флипперами можно написать систему уравнений, аналогичных ур. /15-19/.

Однако при наличии деполяризации в рассматриваемом варианте /условно назовем его проточным/ возникают некоторые осложнения. В частности, компонента пучка, падающего на анализатор с проекцией спина $s_n = +\frac{1}{2}$ и интенсивность которой пропорциональна $(1 - F)$, оказывается запертой между поляризатором и анализатором. Как показано в работе /11/, при хаотичном движении УХН в неоднородном магнитном поле эффекты деполяризации становятся существенно большими, чем при однократном прохождении через область с полем. Поэтому запертые УХН будут переворачивать свои спины и вытекать из ловушки, в частности, на детектор, что несколько завысит счет при выключенном флиппере. С включенным флиппером от анализатора будут отражаться УХН с $s_n = +\frac{1}{2}$, интенсивность которых пропорциональна $(1 - \phi F)$, что при $\phi = -1$ и факторе деполяризации, близком к 1, составит почти весь пучок. При обратном движении УХН в сторону поляризатора за счет конечной проводимости нейтронотода часть УХН может несколько раз пересечь область между поляризатором и анализатором. При этом вероятность деполяризации также существенно увеличивается и возможно вытекание таких нейтронов на детектор, что приведет к завышению счета при антипараллельной ориентации. Оба отмеченных эффекта искажают истинное значение эффекта ϵ_2 .

Для исключения эффектов запираания проточный вариант может быть усовершенствован с помощью предложенного в работе /6/ приема прерывания пучка УХН и временного анализа импульсов детектора. В этом случае могут быть найдены временные зависимости эффектов ϵ_2 из измерений с двумя флипперами, анализ которых позволит оценить отмеченные эффекты.

Анализ поляризации существенно усложняется при наличии в пучке надбарьерных нейтронов. В этом случае возможна перекачка таких нейтронов в УХН*. В работе /6/ сообщалось о разработке процедуры учета фона надбарьерных нейтронов, поэтому мы на этом останавливаться не будем.

* На это обстоятельство обратил внимание В.В. Голиков.

Учеть такого рода эффекты также возможно в предлагаемом здесь накопительном варианте поляризационного анализа, имеющего некоторые преимущества в исключении помех от надбарьерных нейтронов и в изучении деполяризации УХН в магнитных полях. Такая схема анализа заложена в установке "Тристом" для измерения электрического дипольного момента нейтрона /11/.

4. Накопительный вариант

В работе /6/ уникальные свойства УХН использовались в самих поляризаторе и анализаторе, а именно: УХН с положительными проекциями спинов на направление намагниченности ферромагнитной пленки полностью от нее отражались /используются свойство УХН испытывать полное отражение при любом угле падения/. Если вместо анализатора поместить накопитель УХН с клапаном, то поляризованные нейтроны можно вторично пропустить через поляризатор, который при этом будет играть роль анализатора /используется свойство УХН удерживаться в замкнутых сосудах/.

Примерная схема такого устройства показана на рис. 2. Оно состоит из поляризатора 1, ферромагнитная пленка которого 2 закреплена на подвижной раме 3, помещенной в зазор магнита /на рисунке он не показан/. УХН из транспортного нейтроновода 4, связанного с источником нейтронов, через распределительный клапан 5 поступают в накопитель 6, оборудованный клапаном 7. Между поляризатором и накопителем установлен флиппер 8. Распределительный клапан 5 устроен таким образом, что при наполнении накопителя детектор 9 отсекается, а при выпуске УХН из накопителя он открывается /при этом канал 4 в свою очередь отсекается/. УХН выдерживаются в накопителе в течение определенного времени, но не меньше того, что требуется для выпуска на детектор УХН, заключенных в объеме между клапанами 5 и 7, а затем также выпускаются на детектор и

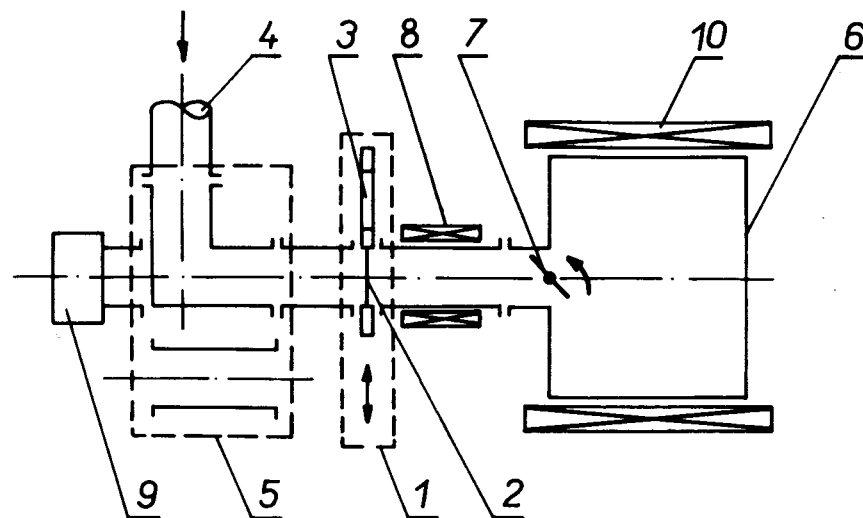


Рис. 2. Устройство в накопительном варианте: 1 - поляризатор, 2 - пленка, 3 - рамка, 4 - нейтроновод, 5 - клапан, 6 - накопитель, 7 - клапан, 8 - флиппер, 9 - детектор, 10 - соленоид.

регистрируются*. Когда ферромагнитная пленка введена в нейтроновод, можно сделать четыре измерения, аналогичных рассмотренным в §3, и образовать выражения, аналогичные ур. /15-19/, при этом ϕ' и ϕ'' означают эффективности флиппера при напуске и выпуске УХН, соответственно, а фактор деполяризации $F(t)$ УХН в накопителе зависит от времени выдержки t в нем. Если флиппер выполнен с использованием метода быстрого адиабатического прохождения /6,12/, то $\phi' = \phi'' = \phi^{**}$ и для определения ϕ и F достаточно провести три измерения.

* Отметим возможность применения временного анализа вытекающих нейтронов, позволяющего устранить эффекты запирания УХН, отмеченные в §3.

** Напомним, что, как отмечено во введении, рассмотрение в данной работе проводится для монохроматических нейтронов.

Отметим, что в обоих вариантах поляризационного анализа имеется возможность определения ϕ в измерениях с поляризованным и неполяризованным пучками УХН. Для этого пленки поляризатора и анализатора нужно сделать убирающимися. Тогда ϕ определяется из формулы:

$$\phi \approx \frac{N_A - N^2/N_0}{N_{II} - N^2/N_0} \quad /20/$$

Однако реализация такого способа в накопительном варианте несколько проще, так как в нем поляризатор и анализатор - это один и тот же объект.

5. Деполяризация УХН

С помощью предлагаемого устройства можно также изучать деполяризацию УХН в накопителе, находящемся в магнитном поле Земли или соленоида 10 /рис. 2/.

Впервые теоретически исследовал влияние неоднородности магнитного поля на деполяризацию УХН в немагнитных накопителях В.И.Луциков в 1969 г. В 1974 г. Ефимов и Игнатович /13/ рассмотрели вопрос заново и получили совпадающие результаты, а именно: вероятность перехода w к моменту времени t равна:

$$w = \frac{1}{2} \gamma \frac{(\overline{\Delta H_x^2} + \overline{\Delta H_y^2}) \ell t}{v} [1 + (\gamma \bar{H})^2 \frac{\ell^2}{v^2}]^{-1}, \quad /21/$$

где: γ - гиромангнитное отношение нейтрона; ℓ - корреляционная длина; v - скорость УХН; \bar{H} - среднее значение магнитного поля по объему накопителя, основная компонента которого $H_z \gg H_x, H_y, H_x^2(y)$ - дисперсия $x(y)$ -компоненты.

Ур. /21/ справедливо при $2/\gamma \bar{H} \ll t < t_{\max}$, где t_{\max} - время, при котором w остается меньше единицы. Отметим, что $F = 1 - 2w$.

Пример: задавая типичные величины $v = 5$ м/с, $\ell = 10$ см, $t = 100$ с, получим, что при $\bar{H} \gg 3 \cdot 10^{-3}$ Э второй член в квадратных скобках ур. /21/ значительно больше единицы, тогда

$$w \approx 7 \cdot 10^{-2} \delta_{\perp}^2, \quad \text{где} \quad /22/$$

$$\delta_{\perp}^2 = \frac{(\overline{\Delta H_x^2} + \overline{\Delta H_y^2})}{\bar{H}^2}. \quad /23/$$

Отсюда, из требования малости деполяризации $w \ll 1$ имеем критерий на относительную среднеквадратичную неоднородность перпендикулярных компонент магнитного поля $\delta_{\perp} \ll 4\%$.

В частном случае, когда магнитное поле создается тонким соленоидом, были сделаны численные расчеты с использованием программы, описанной в /14/, для определения соответствующих требований на геометрические размеры соленоида /длина h , диаметр d /. На рис. 3

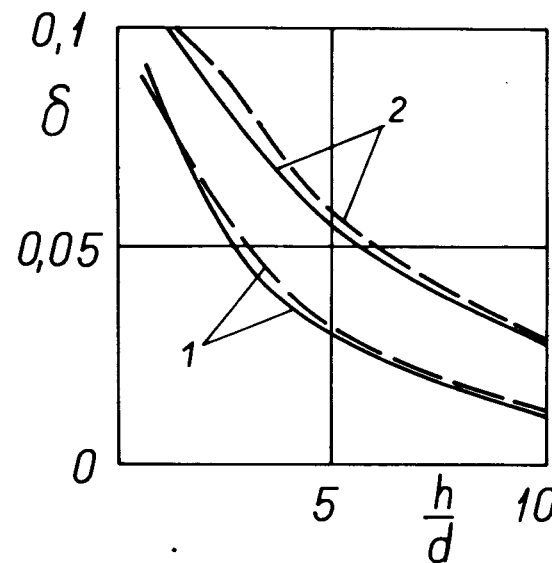


Рис. 3. Зависимость параметра δ от h/d при значениях $d_k/d = 0,8$ /пунктирные кривые/ и $0,9$ /сплошные кривые/: 1 - $h_k/h = 0,8$; 2 - $h_k/h = 0,9$.

приведены зависимости относительной среднеквадратичной неоднородности δ^* магнитного поля по объему накопителя в виде трубы длиной h_k и диаметром d_k , помещенной в центр соленоида, от отношения h/d при разных значениях h_k/h и d_k/d . Для приведенного ранее примера требование на то, что деполяризация не превысит, скажем, 10% ($F \geq 0,9$), выполняется при $h/d \geq 5$ и $h_k/h \leq 0,7$, при этом диаметр соленоида может быть взят достаточно близким к диаметру накопителя /на рис. 3 параметр δ слабо зависит от d_k/d /.

Измеряя зависимость эффекта ϵ_2 от времени выдержки t , можно определить корреляционную длину ℓ . Если магнитное поле в накопителе является гладкой функцией координат, то ℓ можно связать со средней длиной a_0 свободного пробега УХН; тем самым оказывается возможным судить о характере отражений от стенок накопителя. Так, например, в газокинетическом приближении

$$a_0 = \frac{4V_k}{S_k} \approx d_k, \quad \text{и корреляционная длина должна быть}$$

порядка диаметра трубы /при $h_k \gg d_k$ /./ С другой стороны, при известном законе отражения в накопителе можно судить о виде корреляционной функции, знание которой, например, существенно в теории метода определения ЭДМ нейтрона с помощью УХН^{/15/}. Отметим, что при выводе ур. /21/ использовалась корреляционная функция экспоненциального вида /это существенно упрощает вычисления/, которая заведомо не описывает неоднородности соленоидального поля.

В заключение автор благодарит А.Д.Гулько, П.А.Крупчицкого, В.В.Голикова, В.К.Игнатовича, В.И.Лущикова, Ю.Н.Покотиловского, Д.А.Корнеева за полезные дискуссии и ряд ценных замечаний, а также Ю.В.Никитенко за помощь в численных расчетах.

*Здесь $\delta^2 = (\bar{H}^2 - \bar{H}^2) / \bar{H}^2$. Так как $\delta_{\perp} < \delta$, то выполнение допуска на однородность магнитного поля автоматически обеспечивает требуемую однородность перпендикулярных компонент.

Литература

1. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952, 1959.
2. В.И.Лущиков, Ю.Н.Покотиловский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 23, 1969.
3. Ю.Г.Абов, А.Д.Гулько, П.А.Крупчицкий. Поляризованные медленные нейтроны, М., Атомиздат, 1966.
4. Б.Г.Ерозолимский, Ю.А.Мостовой, Б.А.Обиняков. ПТЭ, 2, 39, 1964.
5. П.Д.Миллер. ЭЧАЯ, 2, 961, 1972.
6. В.М.Лобашов, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров. Препринт ЛИЯФ АН СССР, №37, Ленинград, 1973.
7. O.Halpern, T.Holstein. Phys.Rev., 59, 960 (1941).
8. H.Postma et al. Phys.Rev., 126, 979 (1962).
9. I.Schermer. Phys.Rev., 130, 1907 (1963).
10. А.Д.Гулько. ПТЭ, 3, 40, 1961.
11. Ю.В.Таран. Сообщение ОИЯИ, РЗ-8442, Дубна, 1974.
12. Ю.В.Таран. Сообщение ОИЯИ, РЗ-8577, Дубна, 1975.
13. В.Н.Ефимов, В.К.Игнатович. Сообщение ОИЯИ, Р4-8253, Дубна, 1974.
14. Ю.В.Никитенко. Депонированная публикация ОИЯИ, Б1-3-8318, Дубна, 1974.
15. Ю.В.Таран. Сообщения ОИЯИ, РЗ-7147, РЗ-7149, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1975 года.