

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539,143.43

ПСЕВДОМАГНЕТИЗМ

В. Г. Показаньев, Г. В. Скороцкий

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	615
1. Прохождение нейтронов через поляризованный кристалл	617
а) Рассеяние медленных нейтронов на ядрах, обладающих спиновыми моментами. Псевдопотенциал (617). б) Показатель преломления (619). в) Вращение направления поляризации нейтронов при прохождении через поляризованную мишень (624).	
2. Ядерное псевдомагнитное поле	622
а) Определение поля (622). б) Уравнение движения (625). в) Псевдомагнитный резонанс (629). г) Ожидаемые результаты. Экспериментальные наблюдения псевдомагнитного резонанса (631). д) Эксперименты по обнаружению прецессии спина нейтрона (633). е) Псевдомагнитный момент (636). ж) Рассеяние нейтронов ядрами, находящимися в магнитно-упорядоченном состоянии (637).	
3. Примеры псевдополей другой природы	639
Прохождение электронов и атомов через намагниченную среду (639).	
Заключение	641
Цитированная литература	643

ВВЕДЕНИЕ

Успехи в развитии техники динамической поляризации ядер (ДПЯ) и оптической ориентации атомов открыли новые возможности получения высокой ($\sim 100\%$) степени поляризации протонов в твердых мишенях, ядер и электронов, паров атомов и молекул вещества. С другой стороны, разработаны методы создания, формирования и детектирования пучков поляризованных моноэнергетических спиновых частиц: нейтронов, протонов, электронов, гамма-квантов и фотонов оптического диапазона. В результате появилась возможность проведения ряда новых экспериментов по прохождению спиновых частиц через поляризованные мишени, о постановке которых еще не так давно не могло быть и речи.

Мишени с ориентированными ядрами, например, протонами, используются в ядерной физике для изучения зависимости энергии ядерных взаимодействий от ориентации спинов взаимодействующих частиц, а в криогенной технике — для получения и измерения сверхнизких температур. Адиабатически размагничивая такую мишень в условиях начальной достаточно низкой температуры, можно существенным образом охладить ядерную спиновую систему до чрезвычайно низкой, недостижимой другими способами температуры. Это открывает возможность экспериментального осуществления условий, при которых в системе ядер возникает дальний порядок за счет магнитного взаимодействия ядерных спинов, так что может образоваться состояние ядерного антиферромагнетизма или ферромагнетизма ^{1,2,29}.

Эксперименты по изучению поляризации нейтронов, проходящих через поляризованные ядерные мишени, находящиеся в таких условиях, позволяют прямым образом обнаружить возникновение ядерного ферромагнитного или антиферромагнитного состояний и других возможных магнитных структур. Изучение такого рода состояний представляет особый интерес, так как в этом случае хорошо известен закон взаимодействия между спиновыми магнитными моментами.

Такие эксперименты важны еще и потому, что из однократного рассеяния спиновой частицы на поляризованной мишени можно извлечь такую же информацию, как из наблюдения двойного рассеяния на неполяризованной мишени. При прохождении пучка поляризованных частиц через поляризованную мишень происходят явления, связанные с согласованным изменением ориентации рассеивающих частиц. Эти явления вполне аналогичны хорошо известным в оптике анизотропных сред явлениям вращения плоскости поляризации и двойного преломления.

Методы описания такого рода явлений простым и поучительным образом можно продемонстрировать на интересном, практически важном примере прохождения пучка медленных нейтронов через ориентированную ядерную мишень.

При движении в веществе нейтроны испытывают не только магнитные диполь-дипольные взаимодействия с ядрами и электронами мишени, но и чисто ядерное, обусловленное действием ядерных сил. Энергия ядерного взаимодействия, как известно, существенно образом зависит от взаимной ориентации спинов рассеивающих ядер и нейтрона. Оно обуславливает более сильное рассеяние нейтронов, чем слабее ядерное магнитное диполь-дипольное взаимодействие. В некоторых случаях его сечение оказывается сравнимым с сечением рассеяния электронами мишени. Это чисто ядерное взаимодействие между ядрами и нейтронами всегда можно представить как некоторое эффективное магнитное взаимодействие, и, таким образом, рассматривать нейтрон как находящийся в некотором псевдомагнитном поле, создаваемом ядрами мишени³. Величина и направление этого поля определяются суммарным вектором поляризации ядер. Как было показано в работах^{3,4}, существование внутри поляризованной мишени псевдомагнитного ядерного поля должно приводить к прецессии спина нейтрона, к смещению частоты парамагнитного резонанса и к возникновению нового типа резонанса — псевдомагнитного резонанса, в котором магнитный резонанс на нейтронах возбуждается переменным псевдомагнитным полем. Уже появились первые экспериментальные работы, подтверждающие существование первого и третьего эффектов⁵⁻⁷.

Поскольку рассеяние нейтронов на ядрах зависит от углового состояния совокупной ядерной системы, появляется новая возможность экспериментального изучения с помощью рассеянного пучка нейтронов эффектов, имеющих отношение к угловому состоянию ядер, в частности, ядерного магнитного резонанса, ядерного магнитного упорядочения и т. д.

Концепция псевдополя применима при соответствующих условиях для описания прохождения через вещество других спиновых частиц, например, электронов, γ -квантов, фотонов любой, в частности, оптической частоты, взаимодействующих с поляризованными мишенями.

Следует отметить, что эта концепция не нова. Она имеет большую историю. Впервые псевдомагнитное поле было введено Вейссом в 1907 г. для описания ферромагнитного состояния вещества (молекулярное поле Вейсса). Как выяснилось значительно позднее, оно обязано обменному кулоновскому взаимодействию между электронами и существенно зависит от взаимной ориентации их спинов, т. е. так же, как и в рассмотренном выше случае, оно имеет немагнитную природу.

Метод псевдополя в последнее время нашел применения в теории твердого тела для описания широкого круга разнообразных явлений. С его помощью оказывается возможным описать многие стороны рассматриваемых явлений и произвести количественные оценки ожидаемых эффектов. Его прагматический характер не должен порождать к нему предубеждение хотя бы потому, что всегда можно вспомнить много случаев, когда приходится больше верить, чем доказывать.

Если первые экспериментальные работы ⁵ были посвящены в основном определению длин рассеяния, псевдомагнитных полей ядер, демонстрации существования спиновой прецессии нейтронов вокруг направления ядерной поляризации, то последние работы ^{6-9,45} со всей очевидностью раскрывают большие возможности псевдомагнитного метода в области изучения различных проблем физики твердого тела. Так, например, из измерений спиновой прецессии нейтронов в кристаллах кобальта была получена информация о величине внутреннего поля на ядре, создаваемого электронами и соседними ионами. До этого подобная информация получалась только из экспериментов по ядерному магнитному резонансу (ЯМР) и из измерений удельной теплоемкости.

Если псевдомагнитное поле известно, то из псевдомагнитных измерений можно получить такие важные характеристики системы, как абсолютное значение ядерной поляризации, время ядерной спин-решеточной релаксации и т. д. При этом, в отличие от ЯМР, обычного метода измерения ядерной поляризации и релаксации, метод псевдомагнитной прецессии имеет два преимущества: он дает возможность измерять абсолютное значение ядерной поляризации и может применяться в тех случаях, когда сигнал ЯМР ненаблюдаем (уширение линии, ЯМР в металлах и т. д.). Проведенные опыты ⁹ не только подтвердили сказанное, но и позволили авторам этой работы получить совершенно новую информацию о релаксационных процессах в этилсульфате гольмия и выявить новые механизмы релаксации.

Ниже концепция псевдомагнитного поля иллюстрируется на примерах прохождения пучков медленных моноэнергетических нейтронов, электронов, γ -лучей и фотонов оптической частоты через мишени с ориентированными спиновыми частицами. Излагаемая ниже простая феноменологическая теория позволяет не только качественно, но и количественно описать различные стороны возникающих при этом явлений. Во всех случаях, где это было возможно, приводятся результаты выполненных экспериментов.

4. ПРОХОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ КРИСТАЛЛ

- а) Рассеяния медленных нейтронов на ядрах, обладающих спиновыми моментами.

Псевдопотенциал

Энергия взаимодействия нейтрона с электронами и ядрами парамагнитного кристалла складывается из энергии ядерного и магнитного взаимодействий. В диамагнитных кристаллах основной вклад в амплитуду рассеяния медленных нейтронов дает короткодействующее ядерное взаимодействие.

Рассеяние, обусловленное взаимодействием дипольных магнитных моментов нейтронов и ядер, всегда значительно меньше ядерного. Рассеяние на неоднородных магнитных полях электронных оболочек атомов вследствие малости магнитного момента нейтрона невелико.

В слабомагнитных веществах магнитные поля электронных оболочек атомов усредняются и рассеяние на электронах не наблюдается. Оно может стать заметным, если электроны ориентированы. Однако и в этом случае оно составляет не более 0,1 ядерного. Магнитное дипольное взаимодействие в парамагнитных и ферромагнитных кристаллах детально изучалось¹¹ и здесь рассматриваться не будет. Ниже мы рассмотрим только ядерное рассеяние и его зависимость от ориентации спинов.

Полное эффективное сечение рассеяния σ_t медленных нейтронов на ядрах атомов или молекул определяется одним комплексным параметром — амплитудой рассеяния вперед $f(0)$ или длиной рассеяния $a = -f(0)$ ¹⁰:

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f(0), \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda = 1/\lambda$. Мнимая часть β длины рассеяния $a = \alpha + i\beta$ отрицательна, причем $|\beta| \ll \alpha$. Для большинства ядер $\alpha > 0$.

Длины волн λ медленных нейтронов ($E_n < 0,025$ эВ, $\lambda > 0,3 \cdot 10^{-8}$ см) порядка или более среднего межатомного расстояния, а $|a| \approx \alpha$ имеет порядок эффективного диаметра области действия ядерных сил ($\alpha \sim 5 \cdot 10^{-13}$ см). В системе центра инерции нейтрона и рассеивающего ядра рассеяние изотропно и не зависит от энергии нейтрона.

Энергия взаимодействия между спиновыми частицами существенным образом зависит от взаимной ориентации их спинов. Нейтрон со спином S образует с ядром I , на котором он рассеивается, квантовую систему, характеризующуюся квантовыми числами F и m_F , где $F = I + S$ — вектор полного момента количества движения системы, а m_F — магнитное квантовое число, соответствующее целочисленным проекциям на выделенное направление. Поэтому

$$F(F+1) = I(I+1) + S(S+1) + 2(IS). \quad (2)$$

Зависимость длины рассеяния a ядерной частицы со спином S на ядре со спином I однозначным образом определяется выражением

$$a = A + B(IS),$$

которое простым образом следует из общих свойств операторов момента количества движения¹⁰. Здесь A и B — некоторые постоянные.

Легко видеть, находя из (2) IS , что для $F = I + S$ соответствующая длина рассеяния a_+ равна $a_+ = A + BIS$. Для $F = I - S$ она равна $a_- = A - B(I+1)S$. Исключая A и B , получаем

$$a = \frac{(I+1)a_+ + Ia_-}{2I+1} + \frac{2(IS)}{2I+1}(a_+ - a_-). \quad (3)$$

Первый член в правой части (3) не зависит от ориентации спинов нейтрона и ядра и описывает длину когерентного рассеяния ($a_{\text{ког}}$), а второй — некогерентного. Некогерентное рассеяние зависит от спинового состояния частиц и сопровождается переориентацией спина нейтрона. Обнаруживается это рассеяние по соответствующему вкладу в эффективное сечение рассеяния или, как будет показано ниже, по изменению ориентации вектора поляризации спинов пучка поляризованных нейтронов.

Рассеяние одиночного нейтрона на ядре (протоне) имеет место тогда, когда он, проникая вглубь атома, достигает области действия ядерных сил, где энергия взаимодействия $U(r)$ между ним и ядром становится отличной от нуля. Так как при этом неопределенность в положении нейтрона $\lambda \gg |a|$, взаимодействие с ядром носит точечный характер и возникает только при лобовом столкновении ($l = 0$, s — рассеяние).

Поэтому можно считать, что зависимость энергии $U(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$ ядерного взаимодействия нейтрона с j ядром мишени от взаимной ориентации их спинов имеет вид

$$U(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) = 2\pi \frac{\hbar^2}{m} a_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (4)$$

где m — масса нейтрона. Такой выбор выражения для U автоматически обеспечивает постоянство длины рассеяния и его изотропность. Действительно, в борновском приближении¹⁰

$$a_j = \frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) d\mathbf{r}. \quad (5)$$

Легко видеть, что (4) обращает (5) в тождество. Выражение (4), правильно описывающее взаимодействие медленного нейтрона ($k\alpha \ll 1$) с ядром, получило название псевдопотенциала Ферми^{12,13}.

При прохождении пучка нейтронов (или фотонов) через среду (кристалл) в процессе рассеяния одновременно принимают участие все попадающие в его зону ядра (атомы). Поэтому псевдопотенциал (4) следует записать в виде

$$U(\mathbf{r}) = 2\pi \frac{\hbar^2}{m} \sum_{j=1}^{N_0} a_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j). \quad (6)$$

Средняя энергия $\bar{U}$ нейтрона в однородной среде не зависит от его положения и равна

$$\bar{U} = \frac{1}{V} \int U(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 2\pi \frac{\hbar^2}{m} Na, \quad (7)$$

где $N = N_0/V$ число рассеивающих ядер в единице объема, a — длина рассеяния на свободном атоме.

Хотя точный вид зависимости энергии ядерных сил от расстояния между частицами остается неизвестным, зависимость ее от взаимной ориентации спинов известна точно. Этого, однако, достаточно для решения широкого круга задач, связанного с взаимодействием спинов. К их числу относится вычисление сечений рассеяния и их зависимости от ориентации спинов, поглощения пучка ядерных частиц при его прохождении через вещество и эффекты, связанные с изменением характера поляризации пучка.

Применение псевдопотенциалов такого типа может привлекательным образом описывать взаимодействие между весьма различными по своей природе сложными физическими системами. Оно может быть применено для описания взаимодействия спиновых частиц с пространственно-протяженными системами не только атомных ядер, но и молекул атомов и электронов.

Можно показать, что система δ -образных потенциальных ям, аппроксимирующих ядерное взаимодействие медленного нейтрона с ядрами мишени, при достаточной их плотности эквивалентна потенциальному ящику. Потенциальная энергия такой системы по сравнению с расстоянием между ямами очень плавно изменяется от места к месту^{13,14}.

В последнее время метод псевдопотенциала находит многочисленные применения в различных разделах теории твердого тела¹⁵.

б) Показатель преломления

По мере прохождения пучка поляризованных частиц через слабо рассеивающую среду его интенсивность постепенно убывает, а степень и характер его поляризации изменяется. Все процессы, выводящие нейтрон

из пучка, можно рассматривать как поглощение. Уменьшение интенсивности пучка происходит благодаря тому, что составляющие его частицы, испытывая различного рода упругие и неупругие столкновения и рассеиваясь, выбывают из пучка. Характер поляризации пучка изменяется вследствие зависимости амплитуды рассеяния от взаимной ориентации спинов частиц пучка и мишени.

Для описания явлений, которые происходят при прохождении медленных нейтронов через немагнитный кристалл, удобно воспользоваться средним псевдопотенциалом Ферми. В этом случае прохождение пучка частиц через вещество может быть описано изычным образом как распространение плоской волны в однородной анизотропной среде, характеризующейся определенными показателями преломления. Изложенный ниже физический метод получил название диэлектрического формализма¹⁶.

О показателе преломления среды можно говорить в той мере, в какой можно описывать распространение нейтронов в среде при помощи плоской волны. Для этого прежде всего необходимо, чтобы рассеяние в стороны было пренебрежимо мало. Поэтому вопреки распространенному мнению понятие показателя преломления не ограничено длиной волны нейтрона и числом рассеивающих центров в единице объема, т. е. требованием, чтобы среднее расстояние между частицами среды $N^{-1/3}$ было меньше λ .

Уравнение Шрёдингера для нейтрона, движущегося в направлении оси z в поле ядерных сил со средним значением псевдопотенциала $\bar{U}$, имеет вид

$$\frac{d^2}{dz^2} |\psi\rangle + \frac{2m}{\hbar^2} (E_n - \bar{U}) |\psi\rangle = 0. \quad (8)$$

Решение его, поскольку $\bar{U}$ не зависит от координат, имеет характер плоской волны $|\psi\rangle = \exp(iKz)$ и соответствует нейтронному току $j_n = \hbar K/m$, $\langle \psi | \psi \rangle = 1$ (плотность вероятности во всем пространстве одинакова). Из (8) легко находим дисперсионное уравнение

$$\{K^2 = k^2 \left(1 - \frac{\bar{U}}{E_n}\right)\}, \quad (9)$$

где $k^2 = 2mE_n/\hbar^2$ — волновое число свободного нейтрона. Аналогично тому, как это делается в оптике, можно определить показатель преломления n ^{13,17}:

$$n^2 = 1 - \frac{\bar{U}}{E_n}, \quad (10)$$

или, воспользовавшись выражением (3), представить его в более удобной форме^{3а}:

$$n^2 = 1 - 4\pi \frac{N}{k^2} \left[a_{\text{кор}} + 2 \frac{\langle \mathbf{I} \rangle \cdot \mathbf{S}}{2I+1} (a_+ - a_-) \right], \quad (11)$$

где $a_{\text{кор}} = (2I+1)^{-1} [Ia_- + (I+1)a_+]$.

Отсюда следует, что показатель преломления кристалла n зависит от взаимной ориентации спинов нейтронов $\mathbf{S}$ рассеиваемого пучка и спинов $\mathbf{I}$ ядер мишени. Если мишень неполяризована, т. е. $\langle \mathbf{I} \rangle = 0$, то зависимость n от поляризации нейтронного пучка пропадает. Следует подчеркнуть, что формула (11) описывает результат рассеяния нейтрона на многих ядрах, т. е. коллективное взаимодействие его с ядрами мишени. Поляризованная ядерная мишень по отношению к падающему пучку спиновых частиц представляет собой двоякопреломляющую, либо активную среду. Характер анизотропии такой среды определяется ядерными силами, и вследствие их большой величины показатель преломления может оказаться отнюдь не малым.

в) Вращение направления поляризации нейтронов при прохождении через поляризованную ядерную мишень

Поляризацию мишени будем описывать при помощи единичного вектора $\mathbf{P} \doteq \langle \mathbf{I} \rangle / I$, где $\langle \mathbf{I} \rangle$ — среднее значение вектора спина. Выбираем начало системы координат на передней границе мишени, а ось z — в направлении движения нейтронов. Нейтроны в пучке будем считать независимыми. В этих условиях состояние $|\psi\rangle$ нейтрона с произвольной поляризацией можно представить в виде суперпозиции двух состояний с противоположными поляризациями:

$$|\psi(z)\rangle = A_+(0) e^{ikn_+z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + A_-(0) e^{ikn_-z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где через $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ обозначены собственные функции оператора Паули σ_z , n_+ — показатель преломления ядерной мишени для тех нейтронов пучка, поляризация которых параллельна направлению вектора поляризации мишени (в нашем случае направлению оси Oz), n_- — нейтронов с противоположной поляризацией. Согласно (11) соответствующие показатели преломления рабы

$$n_{\pm} = 1 - 4\pi \frac{N}{k^2} \left[a_{\text{кор}} \pm \frac{\langle I \rangle}{2I+1} (a_+ - a_-) \right], \quad (13)$$

или

$$n_{\pm} = n_{\text{кор}} \pm \frac{1}{2} \Delta n, \quad (14)$$

$$n_{\text{кор}} = 1 - 2\pi \frac{N}{k^2} a_{\text{кор}}, \quad (15)$$

$$\Delta n = 4\pi \frac{N}{k^2} P \frac{I}{I+1} (a_+ - a_-). \quad (16)$$

Таким образом,

$$|\psi(z)\rangle = e^{ikn_{\text{кор}}z} \left[A_+(0) e^{ik(\Delta n/2)z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + A_-(0) e^{-ik(\Delta n/2)z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right]. \quad (17)$$

Из этого выражения следует, что после прохождения нейтронов мишени толщиной l поляризация последних повернется на угол

$$\varphi = k \Delta n l.$$

Полный поворот спина нейтронов сделают после прохождения слоя толщины l :

$$|l| = \frac{2\pi}{k \Delta n} = \frac{(2I+1)k}{2N \langle I \rangle (a_+ - a_-)}.$$

Угловая скорость $\omega_0 = d\varphi/dt$ вращения спина нейтрона при движении его в мишени, очевидно, определяется соотношением

$$\omega_0 = \frac{\hbar k}{m_z} \frac{d\varphi}{dz} = 4\pi \frac{\hbar}{m} N \frac{\langle I \rangle}{2I+1} (a_+ - a_-), \quad (18)$$

впервые полученным Барышевским и Подгорецким еще в 1964 г. ^{3а}.

Частота вращения вектора поляризации медленных нейтронов не зависит от их скорости, так как $a_+ - a_-$ не зависит от энергии нейтрона, а потому является некоторой константой, характерной для данного вещества.

При равенстве длин рассеяния a_+ и a_- вращение за счет ядерных сил отсутствует. Оно, разумеется, не имеет места и в случае, когда $\langle I \rangle = 0$.

Рассмотрим теперь, как влияет поглощение на распространение в ориентированной среде нейтронной волны. Для медленных нейтронов основной вклад в поглощение дают рассеяние с переворачиванием спина и ядерное поглощение. Сечение первого процесса для волны, поляризованной по направлению поляризации ядер мишени, равно нулю. Для волны с противоположной поляризацией оно оказывается равным

$$\sigma = 8\pi P \frac{I}{2I+1} (a_+ - a_-)^2. \quad (19)$$

Отношение длины волны λ к длине l пробега нейтронов без учета ядерного поглощения равно

$$\frac{\lambda}{l} = 4\pi \frac{k}{(2I+1)^2} (a_+ - a_-)^2,$$

и падает с уменьшением волнового вектора k . Учет ядерного поглощения изменяет это отношение незначительно.

Изменение волновой функции с глубиной проникновения в мишень при учете поглощения описывается выражением

$$\psi(z) = A_+(0) e^{-\kappa_+ z} e^{i k n_{2+} z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + A_-(0) e^{-\kappa_- z} e^{i k n_{1-} z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (20)$$

где $\kappa_+ = k n_{2+}$ и $\kappa_- = k n_{2-}$ — коэффициенты поглощения. Если наблюдать за изменением проекции поляризации нейтронов на ось Ox , то вероятности поляризации p_+ в направлении оси Ox и p_- — в противоположном, — изменяются с z по закону

$$p_{\pm} = \frac{1}{2} [|A_+(0)|^2 e^{-2\kappa_+ z} + |A_-(0)|^2 e^{-2\kappa_- z} \pm 2 |A_+(0)| |A_-(0)| e^{i(\kappa_+ + \kappa_-)z} \cos(k \Delta n z + \delta)], \quad (21)$$

где δ — разность начальных фаз состояний, соответствующих поляризации по и против направления оси z . Поэтому если при $z = 0$ нейтроны поляризованы в направлении оси Ox ($A_+(0) = A_-(0) = 2^{-1/2}$), то при увеличении z

$$\frac{\langle \psi(z) | \psi(z) \rangle}{\langle \psi(0) | \psi(0) \rangle} = \frac{1}{2} (e^{-2\kappa_+ z} + e^{-2\kappa_- z}),$$

в пучке появляются нейтроны с противоположной поляризацией. По мере проникновения их вглубь мишени поляризация пучка нейтронов периодически изменяется. Интенсивность поперечных компонент вектора поляризации носит характер пространственных биений. При этом одна из компонент затухает быстрее другой и в некоторой точке пучок оказывается поляризованным по или против оси Oz . Если на мишень падает пучок нейтронов, поляризованных только вдоль или против оси Oz , то «биения» не возникают и наблюдается только затухание пучка.

2. ЯДЕРНОЕ ПСЕВДОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

а) Определение поля

На нейтрон, движущийся в поляризованной ядерной мишени, действует среднее (эффективное) ядерное поле, зависящее от характера их поляризации. Его энергия

$$U = 2\pi \frac{\hbar^2}{m} N \left[a_{\text{кор}} + \frac{2 \langle I \rangle S}{2I+1} (a_+ - a_-) \right]. \quad (22)$$

Так как полную энергию нейтронов при их движении в поляризованной мишени можно считать постоянной, изменение их ориентации сопро-

вождается изменением как потенциальной, так и кинетической энергии. Поэтому импульс нейтрона в мишени зависит от ориентации его спина.

Для рассмотренного выше случая потенциальная энергия нейтрона в мишени принимает значения

$$\bar{U}_{\pm} = 2\pi \frac{\hbar^2}{m} N a_{\text{кор}} \pm 2\pi \frac{\hbar^2}{m} N \frac{\langle I \rangle}{2I+1} (a_+ - a_-). \quad (23)$$

Изменение энергии нейтрона ΔU при переворачивании его спина равно

$$\Delta U = 4\pi \frac{\hbar^2}{m} N P \frac{I}{2I+1} (a_+ - a_-). \quad (24)$$

Легко видеть, сравнивая это последнее выражение с полученной выше формулой для угловой скорости вращения спина нейтрона в мишени (18), что $\Delta U = \hbar \omega_0$.

Это наводит на мысль рассматривать квантовую систему нейтрон — среда как двухуровневую систему, разность энергий между которыми задана и определяется выражением (24). Частоту прецессии в этом случае можно формально рассматривать как частоту «перехода» между этими двумя уровнями. Уровни энергии $\bar{U}_{\pm}$ обусловлены действием на нейтрон всех ядер поляризованной мишени. Поэтому при переворачивании спина нейтрона энергия передается всему кристаллу или отнимается от него. Разумеется, никакого излучения при этом не происходит. Кинетическая энергия нейтрона при этом увеличивается (или уменьшается) настолько же, насколько уменьшается (или увеличивается) его потенциальная энергия.

Действие среднего ядерного поля на нейтроны пучка приводит к явлениям, вполне аналогичным магнитному вращению плоскости поляризации и двойному лучепреломлению, хорошо известным в технике СВЧ, физической оптике и теории магнитного резонанса. Его действие на нейтроны можно отождествить с действием некоторого «молекулярного магнитного» или просто «псевдомагнитного» поля, которое должно быть определено таким образом, чтобы оно правильно количественно описывало те же явления. Проще всего это можно сделать, определив величину вектора напряженности H^* этого поля очевидным соотношением:

$$H^* = \frac{\hbar}{2\mu_n} \omega_0 = \frac{\omega_0}{\gamma_n}, \quad (25)$$

где μ_n — магнитный момент нейтрона, γ_n — его гиромангнитное отношение *), а ω_0 — частота прецессии нейтронных спинов, определяемая формулой (18).

Более последовательным образом это можно сделать, исходя из выражения (7) для энергии ядерного взаимодействия нейтрона с ядрами мишени, зависящую от спинов часть которого, согласно (3), для этой цели удобно записать в форме

$$U_s(\mathbf{r}) = 4\pi \frac{\hbar^2}{m} \frac{a_+ - a_-}{2I+1} \mathbf{S} \sum_{j=1}^{N_0} \mathbf{I}_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j). \quad (26)$$

Принимая, что псевдомагнитное поле действует на магнитный момент нейтрона $\mu_n = \gamma_n \hbar \mathbf{S}$, т. е. полагая, что $U(\mathbf{r}) = -(\mu_n H^*(\mathbf{r}))$, и использо-

*) $\gamma_n = -2\pi \cdot 2,917 \cdot 10^3$ Гц/Э = $18,33 \cdot 10^3$ рад/Э·с.

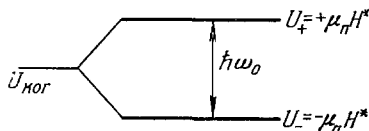


Рис. 1. Энергетические уровни нейтрона в псевдомагнитном поле ядерной мишени.

вав (26), находим, что

$$\mathbf{H}^*(\mathbf{r}) = -4\pi \frac{\hbar}{m\gamma_n} \frac{a_+ - a_-}{2I+1} \sum_{j=i}^{N_0} \mathbf{I}_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j).$$

Последнее выражение удобно представить в виде суммы осредненного по пространству, не зависящего от координат вектора напряженности однородного псевдомагнитного поля и зависящей от координат пространственно-неоднородной части поля $\mathbf{h}^*(\mathbf{r})$, среднее значение которого равно нулю:

$$\mathbf{H}^* = -4\pi \frac{\hbar}{2m\gamma_n} \mathbf{P} \frac{I}{2I+1} (a_+ - a_-) + \mathbf{h}^*(\mathbf{r}) \quad (27)$$

где $\mathbf{P} = \langle \mathbf{I} \rangle / I$ — вектор поляризации ядер мишени. Поле $\mathbf{h}$ «воспринимается» движущимся в кристалле нейтроном, как периодически зависящее от времени. Его величина флуктуирует с частотой $2\pi\nu/d$, где ν — скорость нейтрона, а $d \sim N^{-1/3}$. Эта частота даже для медленных нейтронов всегда значительно больше мгновенного значения частоты ларморовской прецессии нейтрона в локальном магнитном поле кристалла⁵. Оно поэтому практически не сказывается на рассеянии нейтронов и его можно не учитывать. Таким образом,

$$\mathbf{H}^* = \frac{1}{2} 4\pi \mu^* N \mathbf{P}, \quad (28)$$

где

$$\mu^* = -\frac{\hbar}{m\mu_n} \frac{I}{2I+1} (a_+ - a_-), \quad (29)$$

— удобная вспомогательная константа, имеющая размерность магнитного момента и зависящая только от ядерных характеристик мишени. Формально ее можно рассматривать как псевдомагнитный момент, приходящийся на одно ядро мишени. Этот термин был введен Абрагамом и закрепился в иностранной литературе. Численное значение μ^* может в некоторых случаях не только значительно превосходить магнитный момент ядра, но и электрона. Псевдомагнитный момент, однако, не может рассматриваться как источник псевдомагнитного поля и не оказывает пондеромоторного действия на другие частицы. Выражение (28) позволяет ввести представление о псевдонамагниченности среды $\mathbf{M}^*$, которую следует определить как

$$\mathbf{H}^* = 4\pi \mathbf{M}^*. \quad (30)$$

Напряженность псевдомагнитного поля и соответствующую ей величину μ^* можно оценить, если известны разность длин рассеяния $a_+ - a_-$. Так, для водородной мишени $a_+ - a_- = 5,8 \cdot 10^{-12}$ см, $\omega_0 = 2,3 \cdot 10^8$ сек⁻¹, что дает для $\mathbf{H}^*$ значение $1,3 \cdot 10^4 P$ Э, превышающее реальную намагниченность, создаваемую магнитными моментами поляризованных протонов мишени примерно на два порядка. Особенно большим оказывается псевдомагнитный момент протона $\mu_p^* = 5,4 \mu_B = 3600 \mu_p$ ($\mu_B = 658 \mu_p$). Особенно большим это поле может быть сделано в лантан-магниево-нитрате (ЛМН)*, водородные ядра гидратированной воды в котором могут быть поляризованы с коэффициентом поляризации P , близким к единице¹⁸. В этом случае оно равно $25 \cdot 10^3$ Э.

Понятие ядерного псевдомагнитного поля было впервые введено в работе^{3а}. Оно позволяет привычным в теории магнетизма языком,

*) Динитрат лавтана магния $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, в котором 1% лантана замещен неодимом (поставщиком неспаренных электронов), удовлетворяет всем условиям, необходимым для эффективной динамической поляризации ядер.

в хорошо установившихся терминах, описать поведение нейтронов в кристалле. Действие ядерного поля на спины нейтронов при описании его движения в кристалле может быть полностью заменено действием псевдомагнитного поля на их магнитные моменты. Это дает возможность применить чисто магнитные способы обнаружения нейтронных переходов между двумя состояниями, в частности, методы магнитного резонанса. В работах ^{3,4} было показано, что существование в поляризованной мишени псевдомагнитного ядерного поля должно приводить к прецессии спина нейтрона, смещению частоты парамагнитного резонанса и возникновению нового типа резонанса, при котором спин нейтрона переворачивается под действием вращающегося псевдомагнитного поля. В существовании первого эффекта мы уже убедились. Второй очевиден из приводимой ниже теории, а третий будет рассмотрен несколько позже.

Энергия магнитного момента нейтрона в магнитном поле H_0 равна $-(\mu_n H_0) = -\gamma_n \hbar (SH_0)$. Поэтому, если мишень находится во внешнем магнитном поле, выражение для энергии (26) согласно (27) принимает вид

$$\bar{U} = U_0 - \mu_n (H^* + H_0), \quad U_0 = 2\pi \frac{\hbar^2}{m} N a_{\text{ког}}. \quad (31)$$

Магнитное поле смещает частоту прецессии спинов нейтронов и изменяет расстояние между энергетическими подуровнями и при $H^* + H_0 = 0$ может сделать его даже равным нулю, т. е. компенсировать расщепление, вызванное ядерным псевдомагнитным полем.

Следует отметить, что, в отличие от истинного магнитного поля, псевдомагнитное поле не может изменить траектории движения электрически заряженной частицы. Ситуация здесь вполне аналогична имеющей место в теории ферромагнетизма. Псевдомагнитное поле Вейсса, как было впервые продемонстрировано в опытах Дорфмана ¹⁹ и неоднократно проверено позже ²⁰, также не оказывает пондеромоторного действия на движущиеся электрические заряды.

Псевдомагнитное поле, как обменной природы, так и ядерного происхождения, действует не на электрические заряды и даже не на магнитные моменты частиц, а непосредственно на их спиновые моменты. Это, на первый взгляд необычное, силовое взаимодействие частиц связано не с привычной зависимостью ядерных сил от координат, а с их угловой зависимостью от взаимной ориентации спинов. На нейтрон, движущийся в мишени, со стороны псевдомагнитного поля действует момент сил, могущий только изменить ориентацию его спина.

Аналогичный механизм взаимодействия хорошо известен в теории оптической ориентации атомов. Циркулярно поляризованный фотон, поглощаясь атомом, передает ему момент количества движения $\hbar$, тем самым ориентируя его определенным образом в пространстве. Величина спинового момента циркулярно поляризованного фотона удивительным образом не зависит от его частоты и равна $\hbar$, как для оптических фотонов, так и фотонов радио или технической частоты, поэтому эффекты, связанные с передачей спинового момента фотона, оказываются пропорциональными числу поглощенных фотонов.

б) У р а в н е н и е д в и ж е н и я

Мы видели, что прохождение пучка медленных нейтронов через поляризованную мишень можно рассматривать как распространение плоской волны в среде, комплексный показатель преломления которой зависит от взаимной ориентации спинов нейтронов пучка и ядер мишени. С другой стороны, поведение нейтронов в ядерной мишени можно описывать как

прецессию их магнитных моментов в некотором псевдомагнитном поле. В тех случаях, в которых эти оба способа применяются для описания одного и того же явления, они совершенно эквивалентны. Второй из них, однако, предпочтительнее, так как дает возможность написать уравнение движения для эволюции во времени вектора поляризации нейтронного пучка и выявить некоторые важные особенности поведения нейтронов в ядерной мишени, которые при первом способе описания ускользают.

Энергии уровней нейтрона в мишени $\bar{U}_{\pm}$ для дальнейшего удобно положить равными

$$\bar{U}_{\pm} = \pm \mu_n | \mathbf{H}^* + \mathbf{H}_0 |, \quad (32)$$

и считать, что их расщепление вызвано постоянными псевдомагнитным H^* и магнитным H_0 полями. Для этого согласно (23) и (31) достаточно сместить начало отсчета энергии на U_0 . Это не изменяет величины их расщепления:

$$\bar{U}_+ - \bar{U}_- = \hbar \omega_0 = 2\mu_n | \mathbf{H}^* + \mathbf{H}_0 |, \quad (33)$$

которое мы будем считать заданным.

Оператор энергии $\hat{\mathcal{H}}_0$, собственные значения которого определяются (32), хорошо известен:

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = -\hbar \gamma_n (\mathbf{S}, \mathbf{H}^* + \mathbf{H}_0). \quad (34)$$

Если, кроме постоянных полей, на нейтрон действует еще зависящее от времени поле $\mathbf{H}_1$, то

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 - \hbar \gamma_n (\mathbf{S}, \mathbf{H}_1). \quad (35)$$

Уравнение для изменения во времени оператора спина нейтрона $\mathbf{S} = \sigma/2$ или оператора Паули σ

$$-i\hbar \frac{d\sigma}{dt} = \{\hat{\mathcal{H}}, \sigma\},$$

где $\{ \dots \}$ — квантовые скобки Пуассона (коммутатор) для двухуровневой системы, описываемой гамильтонианом (35), после простых преобразований принимает вид ⁴⁴

$$\frac{d\sigma}{dt} = \gamma_n [\sigma, \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1]. \quad (36)$$

Во избежание недоразумения заметим, что скобки $[\ , \]$ в правой части (36) обозначают векторное произведение разделенных запятой множителей.

Введем вектор $\vec{\mathcal{P}}$, описывающий направление и степень поляризации спинов нейтронов пучка:

$$\vec{\mathcal{P}} = \langle \sigma \rangle = \langle \psi | \sigma | \psi \rangle.$$

Тогда, согласно (36)

$$\frac{d\vec{\mathcal{P}}}{dt} = \gamma_n [\vec{\mathcal{P}}, \mathbf{H}], \quad (37)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1$. Вектор $\vec{\mathcal{P}}$ простым образом связан с вектором среднего спина $\langle \mathbf{S} \rangle = \vec{\mathcal{P}}/2$ и средним магнитным моментом нейтрона $\langle \mu_n \rangle = \hbar \gamma_n \langle \mathbf{S} \rangle$.

Уравнение (37) позволяет, пользуясь классическим языком, единым образом описать движение спина нейтрона как в псевдомагнитном H^* , так и внешних магнитных полях. При этом взаимодействие нейтрона с полем ядерных сил, описываемое посредством псевдомагнитного поля,

определяется взаимной ориентацией их спиновых моментов. Внешнее магнитное поле действует непосредственно на его магнитный момент.

Уравнение (37) справедливо как для случая постоянного, так и произвольным образом зависящего от времени переменного поля.

Взаимодействие нейтронов с нескомпенсированными электронными и ядерными магнитными моментами, электронными моментами различных примесей и т. п. приводят к дезориентации их спинов. Наряду с регулярными процессами, связанными с прецессией вектора поляризации пучка, происходит диссипация его энергии и степени поляризации. Ее можно учитывать, добавляя в уравнение (37) релаксационные члены, совершенно аналогично тому, как это делается в теории магнитного резонанса ²¹. Хорошо известно, что учет релаксации приводит в этом случае к уравнениям типа Блоха. Мы не будем здесь рассматривать процессы диссипации поляризации нейтронов, вызываемые упомянутыми выше причинами. В рассматриваемых ситуациях они не сказываются существенным образом на результатах эксперимента.

Псевдомагнитное поле мишени мы считаем однородным. Оно одинаковым образом действует на каждый нейтрон моноэнергетического пучка. Поэтому если исходное когерентное состояние, в котором поляризованные нейтроны пучка подлетели к мишени, было одинаковым, одинаковым будет и новое состояние, в котором они выйдут из мишени. По мере прохождения нейтроном толщи мишени $z = \hbar kt/m$ его поляризация под действием псевдомагнитного поля изменяется. Это изменение можно описать при помощи уравнения (37) как происходящее во времени. Оба эти способа, разумеется, эквивалентны.

Описывая прецессионное движение нейтрона при помощи уравнения (37), мы пренебрегаем не только релаксационными процессами, вызывающими изменение длины вектора поляризации $\vec{\mathcal{P}}$, но и эффектами, связанными с когерентной структурой пучка, оставляющими длину вектора $\vec{\mathcal{P}}$ неизменной. Стационарный поток поляризованных нейтронов, попадающих в псевдомагнитное поле мишени, находится в неравновесном состоянии, хорошо известном в теории двухуровневых систем. Такие состояния возникают всякий раз, когда ансамбль ориентированных спиновых частиц можно рассматривать как единую квантовомеханическую систему ⁴⁴.

Можно показать, что учет когерентной структуры нейтронного пучка приводит к необходимости дополнить уравнение (37) релаксационным членом. В результате оно принимает вид

$$\frac{d}{dt} \vec{\mathcal{P}} = \gamma_n [\vec{\mathcal{P}}, \mathbf{H}] - \alpha \frac{\gamma_n}{\mathcal{P}} [\vec{\mathcal{P}}, [\vec{\mathcal{P}}, \mathbf{H}]], \quad (38)$$

известный как уравнение Ландау — Лифшица ³³. Релаксационный член такого вида не изменяет длины вектора поляризации $\vec{\mathcal{P}}$, а может только изменить его ориентацию. Конец вектора поляризации при его движении все время находится на поверхности сферы радиуса $\mathcal{P}$, величина которого при сделанных предположениях не изменяется. Удобно нор-

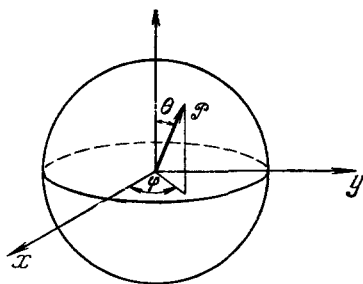


Рис. 2. Система координат для описания эволюции вектора поляризации $\vec{\mathcal{P}}$ нейтронного пучка.

мировать длину вектора $\vec{\mathcal{P}}$ таким образом, чтобы она была равна единице.

Рассмотрим случай, когда $\mathbf{H} = \mathbf{H}^*$ не зависит от времени. Умножая (38) скалярно на $\mu_n \mathbf{H}^*$, находим

$$-\frac{d}{dt} (\mu_n \vec{\mathcal{P}} \mathbf{H}^*) = -\frac{\alpha}{\hbar \mathcal{P}} [\mu_n \vec{\mathcal{P}}, \mathbf{H}^*]^2.$$

Левая часть последнего выражения определяет изменение средней энергии нейтрона $-\mu_n (\vec{\mathcal{P}} \mathbf{H}^*)$ при его движении в поле $\mathbf{H}^*$.

Полагая $\mathcal{P}_z = \mathcal{P} \cos \theta$, находим уравнение, определяющее изменение угла θ , образуемого вектором $\vec{\mathcal{P}}$ с направлением поля $\mathbf{H} = \mathbf{H}_z$:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\alpha \omega_0 \sin \theta, \quad (39)$$

где $\omega_0 = \gamma_n \mathbf{H}^*$. Если в момент времени $t = 0$, $\theta = \theta_0$, его решение имеет вид

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} e^{-\alpha \omega_0 t}. \quad (40)$$

Отсюда, если $\theta_0 = \pi/2$, то

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{\exp(\alpha \omega_0 t/2)}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\alpha \omega_0 t)}}, \quad \cos \frac{\theta}{2} = \frac{\exp(-\alpha \omega_0 t/2)}{\sqrt{2 \operatorname{ch}(\alpha \omega_0 t)}} \quad (41)$$

$$\sin \theta = \operatorname{sch}(\alpha \omega_0 t). \quad (42)$$

Эти решения уравнения (38) хорошо известны в квантовой оптике. Они используются при описании явлений сверхизлучения, оптического эха и индуцированной прозрачности. Вполне аналогичные явления в принципе могут разыгрываться и при прохождении достаточно коротких нейтронных импульсов через ядерную мишень.

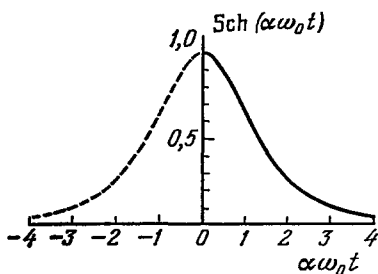


Рис. 3. График зависимости решения вида гиперболического секанса от времени.

Таким образом, вектор поляризации $\vec{\mathcal{P}}$, вращаясь около направления однородного поля $\mathbf{H}^*$ с угловой скоростью ω_0 , описывая на поверхности сферы радиуса $\mathcal{P}$ спиральную линию, релаксирует, отклоняясь от начального направления $\theta = \theta_0$ (40). График зависимости $\sin \theta(t)$ изображен на рис. 3.

Движение вектора $\vec{\mathcal{P}}$ удобно рассматривать в системе координат, вращающейся около направления поля $\mathbf{H}^*$ с частотой $\omega_0 = -\gamma_n \mathbf{H}^*$. Для псевдомагнитного поля, так же как и для обыкновенного магнитного поля, а также их суммы $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}^* = \mathbf{H}$, справедлива теорема Лармора.

Поперечные составляющие вектора $\vec{\mathcal{P}}$ легко найти непосредственно из уравнения (38). Во вращающейся системе координат

$$\frac{d\mathcal{P}_x}{dt} = -\frac{\alpha \omega_0}{\mathcal{P}} \mathcal{P}_z \mathcal{P}_x, \quad \frac{d\mathcal{P}_y}{dt} = -\frac{\alpha \omega_0}{\mathcal{P}} \mathcal{P}_z \mathcal{P}_y, \quad (43)$$

причем

$$\frac{d\mathcal{P}_z}{dt} = \frac{\alpha \omega_0}{\mathcal{P}} (\mathcal{P}^2 - \mathcal{P}_z^2), \quad (44)$$

отсюда, переходя в лабораторную систему координат, находим

$$\mathcal{P}_x = \mathcal{P} \frac{\cos \omega_0 t}{\text{ch}(\alpha \omega_0 t)}, \quad \mathcal{P}_y = \mathcal{P} \frac{\sin \omega_0 t}{\text{ch}(\alpha \omega_0 t)}, \quad (45)$$

а

$$\mathcal{P}_z = \mathcal{P} \text{th}(\alpha \omega_0 t). \quad (46)$$

Выражения (45)–(46) можно получить и непосредственно из геометрических соображений, заметив, что

$$\mathcal{P}_x = \mathcal{P} \sin \theta \cos \omega_0 t, \quad \mathcal{P}_y = \mathcal{P} \sin \theta \sin \omega_0 t, \quad \mathcal{P}_z = \mathcal{P} \cos \theta,$$

и воспользовавшись (42) ⁷.

Полагая $2\theta = \varphi$, дифференцируя (39) по времени, находим

$$\dot{\varphi} = \alpha^2 \omega_0^2 \sin \varphi.$$

Это уравнение описывает движение перевернутого физического маятника, который делает полный оборот при изменении угла θ от 0 до π . Если в $t = 0$, $\theta = \pi/2$ ($\varphi = \pi$), то при $t \rightarrow \infty$ $\theta \rightarrow \pi$ ($\varphi \rightarrow 2\pi$). Полная энергия маятника, как это следует из (39), неизменна:

$$\frac{\dot{\varphi}^2}{2} + \alpha^2 \omega_0^2 \cos \varphi = \alpha^2 \omega_0^2.$$

Релаксационный член в (38) приводит согласно (45) к зависимости сигнала прецессии спинов нейтронов от времени, $\exp(i\omega_0 t)/\text{ch}(\alpha \omega_0 t)$ (для $t > 0$), которая определяет форму линии поглощения. Ее ширина $\sim \alpha \omega_0$.

в) Псевдомагнитный резонанс

Хорошо известно, что для наблюдения магнитного резонанса система парамагнитных частиц, находящихся в достаточно сильном постоянном магнитном поле H_0 , подвергается действию слабого переменного поля, частота которого ω близка к ларморовой частоте прецессии спинов $\omega_0 = \gamma H_0$. При приближении ω к ω_0 возникает поглощение энергии переменного поля, которое сопровождается опрокидыванием спинов частиц.

Такого рода эксперимент может быть поставлен на пучке нейтронов, пролетающих через поляризованную ядерную мишень, находящуюся в переменном магнитном поле резонансной частоты. Если бы он увенчался успехом, то это не только подтвердило бы спиновую зависимость ядерных сил, но явилось бы прямым доказательством реальности псевдомагнитного поля и прямым способом измерения его величины. Такой прямой эксперимент до сих пор еще не поставлен. На пути его реализации существуют серьезные трудности.

Для определения частоты прецессии нейтронов в псевдомагнитном поле H^* проще всего воспользоваться методом молекулярных пучков ²². Достаточно интенсивный пучок нейтронов может быть получен от реактора. Пройдя через поляризатор, нейтроны приобретают поляризацию, большую 0,99. Далее они проходят через мишень, ядра которой поляризуются методом динамической поляризации. В качестве такой мишени в первых экспериментах был применен кристалл лантан-магниевого нитрата. Мишень помещалась в постоянное поле H_0 магнита. Охватывающая ее катушка создавала перпендикулярное к H_0 радиочастотное поле $2H_1 \cos \omega t$, которое было эквивалентно вращающемуся около H_0 полю с амплитудой H_1 .

Пройдя мишень и анализатор, нейтроны попадают на счетчик. Если анализатор включен так, что через него проходят лишь нейтроны, поляризация которых противоположна первоначальной, то скорость счета будет исчезающе мала, если радиочастотное (РЧ) поле не изменяет их ориентации. Изменение может иметь место, если частота РЧ поля равна резонансной. Доля нейтронов с обращенной ориентацией спинов будет значительной лишь при условии, что время пролета нейтрона через мишень l/v будет достаточно велико для того, чтобы угол поворота спина нейтрона $\varphi = \gamma_n H_1 t$ стал равным π . Если принять, как это имело место в эксперименте⁵, $l = 0,4$ см, $v = 4 \cdot 10^5$ см/с, то $2H_1 \sim 100$ Э.

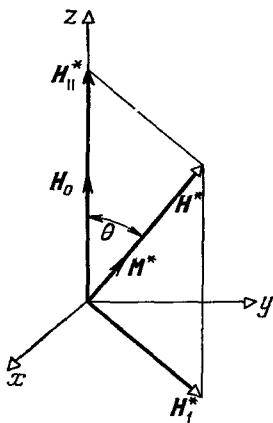


Рис. 4. Эффективное поле во вращающейся системе координат.

Приготовление поляризованных мишеней методом динамической поляризации ядер осуществляется при температуре ~ 1 К и ниже. В этих условиях технически трудно применять радиочастотные поля с амплитудами, значительно превышающими 1 Э. Требуемые поля можно сделать меньшими по величине, увеличив, например, на порядок толщину образца и уменьшив скорость нейтронов. Однако практическая реализация этих условий чрезвычайно затруднительна.

К счастью, в рассматриваемой ситуации открывается интересная возможность «усиления» радиополя методом, аналогичным хорошо известному в теории ядерного ферромагнитного резонанса²⁵. Он прост по идее и убедительно демонстрирует физическую реальность псевдомагнитного ядерного поля. Суть этого метода состоит в следующем. Пусть направление постоянного магнитного поля H_0 , в котором находится поляризованная мишень, составляет угол θ с направлением ядерной поляризации (рис. 4). В этом случае спины протонов мишени, т. е. вектор поляризации $\vec{P}$, а следовательно, и псевдомагнитное поле H^* , начнут прецессировать около направления внешнего магнитного поля с частотой $\omega_p = \gamma_p H_0$, где γ_p — гиромагнитное отношение протона. При этом в плоскости, перпендикулярной к направлению H_0 , возникает переменное псевдомагнитное поле H_1^* , величина которого определяется соотношением

$$H_1^* = H^* \sin \theta, \quad (46')$$

а частота вращения — частотой прецессии протонов ω_p в поле H_0 . Естественно, что при совпадении частот ω_p и ω_n полем H_1^* будут индуцироваться переходы нейтронов между состояниями с различными поляризациями, что может быть экспериментально обнаружено вышеописанным образом. Это явление уместно назвать псевдомагнитным резонансом. Для осуществления условий, необходимых для его возникновения, необходимо, чтобы угол между направлением псевдомагнитного поля или вектором ядерной поляризации мишени и действующим магнитным полем стал отличным от нуля. Это можно сделать при помощи вращающегося РЧ магнитного поля, частота которого ω близка к частоте прецессии магнитных моментов протонов мишени в постоянном поле H_0 .

Явление удобно рассматривать в системе, вращающейся около направления Oz с частотой ω , близкой к ω_p . РЧ поле в ней постоянно, а постоянное уменьшено на $-\omega/\gamma_p$. Протоны мишени находятся в эффективном поле

$$H_{\text{eff}} = \left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_p} \right) \mathbf{k} + H_1 \mathbf{i},$$

где $\mathbf{k}$ и $\mathbf{i}$ — орты осей координат z и x . Их намагниченность по достижении стационарного состояния устанавливается в направлении этого поля. Она составляет с осью Oz угол θ ,

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{H_1}{(\omega/\gamma_p) - H_0} = \frac{\gamma_p H_1}{\omega - \omega_p}. \quad (47)$$

Если расстройка $\Delta = \omega - \omega_p$ невелика, стационарное состояние достигается достаточно быстро.

По отношению к лабораторной системе координат эффективное поле H_{eff} , псевдомагнитное поле H^* и протонная намагниченность прецессируют около направления Oz . Если при этом расстройка Δ в несколько раз превышает $\gamma_p H_1$, что всегда осуществимо, то $\operatorname{tg} \theta \approx \theta$. Составляющая псевдомагнитного поля H_1^* в этом случае равна

$$H_1^* \approx \frac{\gamma_p H^*}{\omega - \omega_p} H_1 = \eta H_1, \quad (48)$$

где величину $\eta = \gamma_p H^*/\Delta$, аналогично тому, как это делается в теории ядерного магнитного резонанса в ферромагнетиках, можно назвать коэффициентом усиления прикладываемого к мишени радиочастотного поля H_1 . Оценим величину поля H_1^* для ЛМН. При $\Delta/\gamma_p = 100$ Э и $P = 0,5$ находим $H_1^* = 125 H_1$. При $H_1 \approx 1$ Э поле H_1^* достаточно велико, чтобы успеть перевернуть спины нейтронов, пролетающих через мишень.

Ничто не мешает выбрать частоту поля ω равной частоте прецессии нейтрона в действующем на него поле $H_0 + H^*$, т. е. положить

$$\gamma_p H_0 + \Delta = \gamma_n (H^* + H_0).$$

Это позволяет оценить напряженность постоянного магнитного поля H_0 ,

$$H_0 = \frac{H^* - (\Delta/\gamma_n)}{(\gamma_p/\gamma_n) - 1} \approx \frac{H^*}{(\gamma_p/\gamma_n) - 1}, \quad (49)$$

необходимую для наблюдения псевдомагнитного резонанса и измерения напряженности псевдомагнитного поля H^* . Поскольку $\gamma_p/\gamma_n \approx -3/2$, $H_0 = -(2/5) H^* = -10^{+4} P$. Таким образом, для осуществления нейтронных переходов требуется отрицательная протонная поляризация, которая может быть получена с помощью солид-эффекта^{18,21}.

г) О ж и д а е м ы е р е з у л ь т а т ы. Э к с п е р и м е н т а л ь н ы е
н а б л ю д е н и я п с е в д о м а г н и т н о г о р е з о н а н с а⁵

С целью наблюдения псевдомагнитного резонанса в образец, который нужно поляризовать, вводится небольшое количество парамагнитных примесей (от 10^{-3} до 10^{-5}). Образец помещается в сильное постоянное магнитное поле H_c и подвергается воздействию СВЧ поля, частота которого немного больше или меньше (в зависимости от знака требуемой поляризации ядер) ларморовской частоты $\omega_s = \gamma_s H_c^0$ электронов парамагнитной примеси. Чем выше частота СВЧ поля, тем выше предельная ДПЯ. Поэтому нельзя совместить поле H_c , при котором возникает большая поляризация, с полем, определяемым формулой (49).

В силу этого эксперимент проводится в два этапа. Сначала протоны поляризуются в сильном магнитном поле H_c , где они приобретают отрицательную поляризацию P . Затем это поле уменьшается до величины H'_0 , немного меньшей $(2/5) H^*$, и прикладывается радиочастотное поле частоты $\omega = \gamma_p H'_0 + \Delta$, где $|\Delta| \ll \gamma_p H'_0$. В присутствии радиочастотного поля ядерная поляризация уменьшается с некоторой постоянной времени τ

(зависящей от Δ и H_1) и проходит через резонансное значение

$$P_{\text{рез}} = -\frac{5}{2\kappa} H'_0 = -10^{-4} H'_0 \quad (H^* = \kappa P). \quad (50)$$

Когда $\omega \approx \omega_p$, возникают условия для резонансного обращения ориентации спинов нейтронов. Через некоторое время ядерная поляризация исчезает. На любом этапе процесса распада намагниченности поляризация протонов мишени может быть измерена с помощью техники обычного ядерного магнитного резонанса. Ею можно управлять, а после калибровки ее можно измерять, наблюдая за изменением интенсивности прошедшего через мишень и анализатор нейтронного пучка.

Хорошо известно, что поперечное сечение рассеяния нейтронов на протонах минимально, когда их спины параллельны. Отсюда следует, что интенсивность J_p прошедшего пучка с поляризацией, параллельной поляризации мишени, больше, чем интенсивность J_a пучка с противоположной поляризацией. Убывание J_p или возрастание J_a к их общему значению позволяет вести контроль за исчезновением ядерной поляризации со временем.

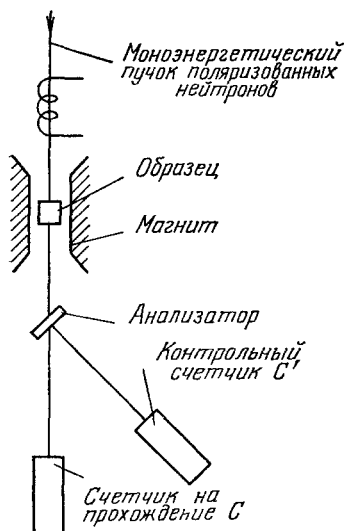
Предположим, что пучок нейтронов имеет отрицательную поляризацию $\sim 100\%$. Отрицательную поляризацию имеют и ядра. Тогда возможную схему эксперимента можно представить в виде, изображенном на рис. 5. Нейтроны, пройдя мишень, попадают на анализатор — кристалл FeCo , который пропускает на счетчик C нейтроны с отрицательной поляризацией и отражает на другой контрольный счетчик C' некоторую долю f

Рис. 5. Схема экспериментальной установки работы ⁵⁶.

нейтронов, поляризация которых положительна. Как только начинается переходный процесс приближения поля к величине, немного меньшей $2/5H^*$, включается радиочастотное поле частоты $\omega = \gamma_p H'_0 + \Delta$, скорости счета $N(t)$ и $N'(t)$ счетчиков C и C' становятся функциями времени. Ядерная поляризация P убывает с постоянной времени τ от некоторого начального значения P_n к резонансному значению $P_{\text{рез}}$ и затем к нулю. Скорость счета N' счетчика C' остается исчезающе малой до тех пор, пока не достигается значение $P_{\text{рез}}$. В этот момент она возрастает до некоторого максимального значения и затем спадает до нуля. Это возрастание обусловлено влиянием резонансных переходов, индуцированных переменным полем и сопровождаемых переворачиванием спинов нейтронов. Таким образом, скорость счета $N(t)$ убывает с постоянной времени τ от своего значения $J(0)$ до J_0 и обнаруживает всплеск, когда $P = P_{\text{рез}}$. Наоборот, при изменении скорости счета $N'(t)$ в момент нейтронного резонанса должен появиться провал.

Результаты экспериментов, выполненных в Сакле по предложению и под руководством А. Абрагама ⁵, полностью совпадают с изложенными выше теоретическими предсказаниями ^{3,4}.

В качестве поляризованной мишени в них использовался кристалл ЛМН. Схема эксперимента приведена на рис. 5. На рис. 6 представлены экспериментальные графики зависимости скорости счета $N(t)$ и $N'(t)$ при заданных значениях параметров Δ , H'_0 , P_n . На них хорошо видны



провал (рис. 6, а) и пик (рис. 6, б) соответствующих величин в зависимости от времени распада ядерной намагниченности. Эксперименты не оставляют никакого сомнения в реальности понятия псевдомагнитного

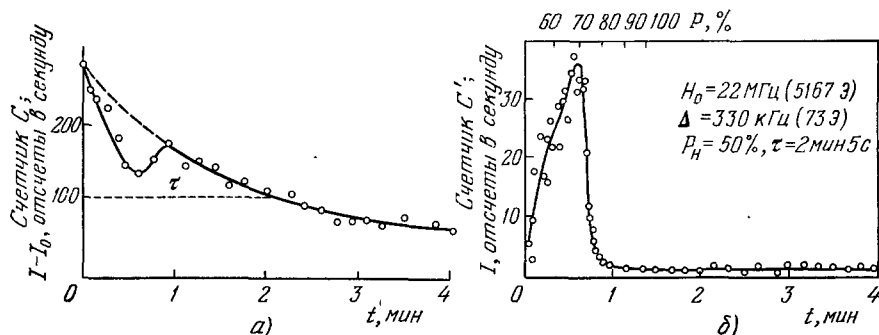


Рис. 6. а) Проявление сигнала псевдомагнитного резонанса на кривой отсчетов счетчика C ⁵⁶; б) сигнал псевдомагнитного резонанса на кривой отсчетов счетчика C' ⁵⁶.

поля, позволяющего адекватно, удобно и правильно описывать явление псевдомагнитного резонанса. Контрольный эксперимент с положительной поляризацией ядер P_H , как и ожидалось, не обнаружил резонансного поведения кривых распада ядерной намагниченности.

д) Эксперименты по обнаружению прецессии спина нейтрона

Для большинства ядер достижимые степени поляризации и величины напряженностей соответствующих им псевдополей во много раз меньше, чем для протонов. Для измерения таких полей в работах французской группы

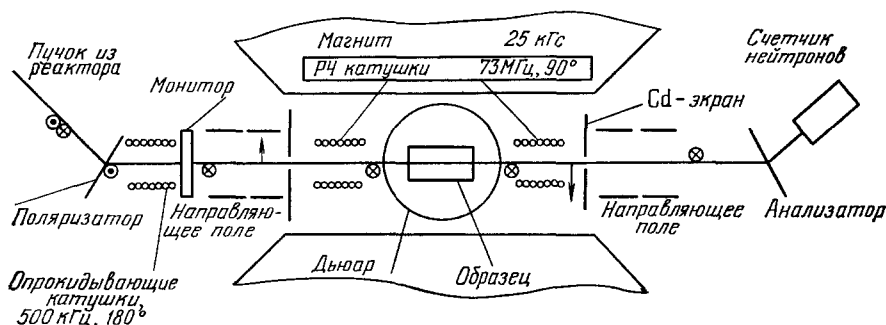


Рис. 7. Схема эксперимента работы ⁶.

в Сакле ⁹ был применен метод Рамзея ²². В этом методе, чувствительном к малым изменениям сильного постоянного поля, измеряется не ларморова частота, а угол прецессии ϕ вектора нейтронной поляризации $\vec{P}$ как функция ядерной поляризации мишени. Схема применявшегося устройства изображена на рис. 7.

Моноэнергетический пучок нейтронов, выходящих из реактора, проходит поляризатор и попадает в пространство между полюсами магнита, создающего постоянное однородное магнитное поле $H_0 = 25$ кЭ. В этом поле, направленном перпендикулярно к направлению движения нейтро-

нов в пучке, расположены две запитанные от одного и того же генератора катушки, в которых создается радиочастотное поле резонансной частоты $\omega = \gamma_n H_0$, направленное вдоль пучка. Амплитуда H_1 компоненты РЧ поля в первой катушке, вращающегося в сторону прецессии спинов нейтронов в поле H_0 , подбирается таким образом, чтобы после ее прохождения спины нейтронов, повернувшись на $\pi/2$, были ориентированы перпендикулярно к H_0 . По выходе из катушки, находясь только в поле H_0 , спины нейтронов, прецессируя около его направления с частотой $\gamma_n H_0$, спустя время L/v достигают второй катушки (L — расстояние между ними).

Таким образом, за время пролета пространства между катушками к моменту вхождения в активную зону второй катушки направление ориентации спинов нейтронов, т. е. вектора поляризации $\vec{\mathcal{P}}$ нейтронного пучка, повернется на угол $\varphi = \gamma_n H_0 L/v$. Так как РЧ поле во второй катушке создается тем же генератором, что и в первой, если поле H_0 достаточно однородно, а частота РЧ поля точно равна резонансной, соответствующая вращающаяся компонента поля во второй катушке также повернется на угол $\varphi_{РЧ} = \varphi$. В этом случае вторая катушка как бы подхватывает нейтроны без потери фазы там, где они оставили первую катушку. После ее прохождения вектор поляризации $\vec{\mathcal{P}}$ нейтронов еще раз поворачивается на угол $\pi/2$ и становится антипараллельным первоначальному направлению, независимо от скорости нейтронов и расстояния L между катушками.

В пространстве между катушками помещается мишень с ориентированными ядрами толщиной d . Существующее в ней псевдомагнитное поле H^* вносит в фазу поляризации пучка прецессирующих нейтронов дополнительный сдвиг фаз, поворачивая вектор поляризации на угол $\Delta\varphi = \gamma_n H^* d/v$. Если каким-либо образом в поляризацию пучка дополнительно вносится произвольный фазовый сдвиг φ_0 , то действие РЧ поля скажется только на составляющей поляризации, перпендикулярной к H_1 . Поэтому составляющая поляризации в направлении поля H_0 , которая измеряется анализатором после прохождения нейтронами поля второй катушки, будет уменьшена до $\mathcal{P}_\perp = \mathcal{P} \cos(\varphi_0 - \Delta\varphi)$.

Таким образом, измеряя составляющую вектора нейтронной поляризации $\mathcal{P}_\perp$ для различных значений φ_0 , можно вычислить фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, напряженность псевдомагнитного поля H^* или более удобную, не зависящую от концентрации N ядерных спинов в мишени и степени ее поляризации P , ядерную константу вещества μ^* находят по формуле

$$\Delta\varphi = 4\pi\gamma_n N \frac{d}{v} \mu^* P. \quad (51)$$

Если мишень поляризуется в магнитном поле путем охлаждения в рефрижераторе, можно без большой ошибки воспользоваться высокотемпературным разложением функции Бриллюэна²⁰, согласно которому

$$P = \frac{I+1}{3} \gamma_N \frac{\hbar H_0}{kT},$$

где γ_N — гиромагнитное отношение ядер мишени. Тогда

$$\Delta\varphi = 4\pi \frac{\hbar\gamma_n}{k} d \frac{H_0}{v} N \frac{I+1}{3} \gamma_N \frac{\mu^*}{T} \quad (52)$$

Описание системы охлаждения, контроля и измерения сигналов радиочастоты, техники счета нейтронов и методики определения угла можно найти в⁶.

Характерная зависимость $\Delta\varphi$ от $1/T$, полученная для Al^{27} , приведена на рис. 8. Таким методом в ⁶ для ряда ядер, приведенных в таблице, были

Изотоп	Спин	μ^*/μ_B	$(a_+ - a_-) \cdot 10^{-12}$, см	Изотоп	Спин	μ^*/μ_B	$(a_+ - a_-) \cdot 10^{-12}$, см
H^1	1/2	5,4	5,8	Co^{59}	7/2	-1,88	-1,16
Li^7	3/2	-0,62	-0,45	Cu^{63}	3/2	1,97	0,045
Al^{27}	5/2	0,077	0,52	Cu^{65}	3/2	0,51	0,37
Sc^{45}	7/2	1,95	1,2	Pt^{195}	1/2	-0,21	-0,23
Zr^{91}	5/2	0,7	0,58	Au^{197}	3/2	-0,49	-0,36
Nb^{93}	9/2	-0,046	-0,028	Te^{125}	1/2	0,03	—
La^{139}	7/2	1,2	0,75	Ag^{109}	1/2	-0,16	—
Ta^{181}	7/2	-0,1	-0,06	Pb^{207}	1/2	0,02	0,02
Na^{23}	3/2	0,99	0,71				

измерены значения величин μ^* и $a_+ - a_-$. Эта же методика была использована в работе ⁸ для систематического измерения псевдомагнитных моментов ядер, результаты которых приведены в таблице. С подробностями приведения этих измерений можно познакомиться по работам ^{26,27}. В идейном отношении к ним близка интересная, уже цитированная выше работа Форте ⁷.

Приведем некоторые результаты, иллюстрирующие возможность проведения экспериментов по поведению спинов в псевдомагнитном поле, имеющих целью изучение физических процессов, происходящих в ядерных системах, в частности, процессов релаксации. Измеряя угол прецессии спинов $\Delta\varphi$ при известном значении μ^* , согласно (51) можно определять абсолютные значения степени поляризации ядер мишени. Изменение P со временем определяется временем продольной релаксации. Изучая зависимость угла прецессии спинов от величины ядерной поляризации, можно измерить не только величину напряженности псевдомагнитного поля H^* или псевдомагнитного момента μ^* , но и время спин-решеточной релаксации. В работе ⁹ изучалась ядерная поляризация в монокристалле этил-сульфата гольмия (Ho^{165}), измерено значение $\mu^* = (0,74 \pm 0,08) \mu_B$ и найдены времена спин-решеточной релаксации для ядер Ho^{165} и H^1 , исследована их температурная зависимость.

По сравнению с обычными, известными в технике ЯМР методами измерения ядерной поляризации и релаксации, метод псевдомагнитной прецессии имеет определенные преимущества. Он позволяет, как мы уже отмечали, непосредственно измерить абсолютное значение ядерной поляризации. Его можно применить в таких экспериментальных условиях, когда наблюдение сигнала ЯМР затруднено. Так, его с успехом можно применять для наблюдения ЯМР в массивных металлических образцах,

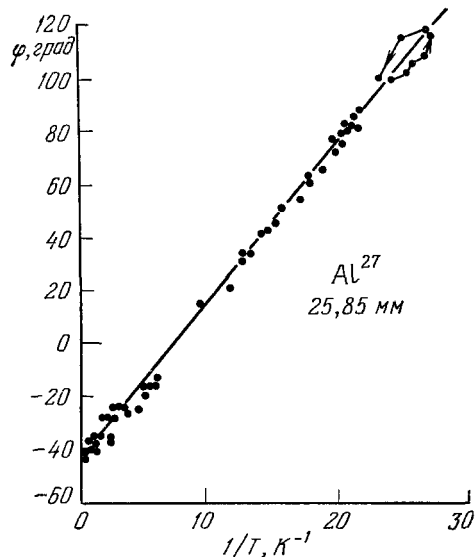


Рис. 8. Сдвиг фазы $\Delta\varphi$, как функция обратной температуры для Al^{27} ⁶.

когда линии, благодаря электронному магнетизму, уширены. Не останавливаясь на интересных многочисленных результатах работы⁹, выходящих за рамки темы настоящего обзора, отметим лишь, что метод псевдоманнитного резонанса может быть с успехом использован и для наблюдения обычного электронного или ядерного резонанса в кристаллах.

Метод псевдоманнитного резонанса был недавно применен к сильно-маннитным веществам⁸. На примере кобальта с объемно-центрированной и гексагональной решеткой было показано, что измерение угла прецессии может дать точную информацию о создаваемом связанными (d или f) и свободными электронами внутреннем маннитном поле, которое «видят» ядра, а также о полях дипольного происхождения, создаваемых соседними ионами и т. п.^{34, 6}.

е) Псевдоманнитный момент

Зависящая от взаимной ориентации спинов часть амплитуды рассеяния нейтронов a_n согласно (3) равна $(a_+ - a_-)/(I + \frac{1}{2})$. Эта величина является важной ядерной константой вещества мишени и при заданных концентрации ядер N и поляризации P мишени определяет, согласно (28), напряженность псевдоманнитного поля H^* . Мы здесь имели возможность продемонстрировать естественность и удобство введения этого понятия, его неформальный характер, а также привести доказательства его реальности.

Определенное при помощи выражения (29) понятие псевдоманнитного момента μ^* отличается от a_n только постоянным множителем — $\hbar/m\gamma_n$, содержащем, кроме отношения мировых постоянных $\hbar$, m , g -фактор нейтрона g_n , равный $-1,91$. Ядерный псевдоманнитный момент также является ядерной константой. Его величина не зависит от N и P и наглядным образом входит в определение псевдоманнитности мишени M^* . Численно ее можно рассматривать как псевдоманнитный момент, приходящийся на одно рассеивающее ядро.

Информационная емкость амплитуды рассеяния a_n и понятия псевдоманнитного момента μ^* одинаковы, однако применение величины μ^* в некоторых случаях может оказаться более удобным, так как позволяет сравнивать их с истинными маннитными моментами электронов или ядер и интерпретировать эксперименты по рассеянию нейтронов с помощью понятий, отличающихся простотой и наглядностью теории магнетизма. Псевдоманнитный момент можно выразить в электронных магнетонах Бора:

$$\frac{\mu^*}{\mu_B} = -\frac{1}{g_n} \frac{a_+ - a_-}{r_0 \left(I + \frac{1}{2} \right)}, \quad (53)$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона. Подставляя численные значения g_n и r_0 , находим

$$\frac{\mu^*}{\mu_B} = 1,85 \frac{a_+ - a_-}{I + (1/2)} \cdot 10^{12}. \quad (54)$$

Измеренные значения разности $a_+ - a_-$ приведены выше в табл. I. Для протонов значение $a_+ - a_-$ является наибольшим.

Использование понятия псевдоманнитного момента не может служить основанием для исключения физического понятия псевдоманнитного поля H^* . Его достоинство неоднократно отмечалось выше.

Тот факт, что истинный маннитный момент и псевдоманнитный не имеют ничего общего, легко прослеживается и из сравнения двух матема-

тически эквивалентных выражений (55), причем первое из них используется для введения псевдомагнитного поля H^* , а второе — псевдомагнитного момента:

$$U = -(\mu_n H^*) \text{ и } U = -(\mu^* A_n). \quad (55)$$

Здесь через A_n обозначена величина $4\pi N \mu_n \mathbf{P}$, которую нельзя рассматривать как напряженность магнитного поля, создаваемого магнитными моментами нейтронов пучка, так как $\mathbf{P}$ — вектор поляризации не нейтронов, а мишени.

Псевдомагнитные поля, действующие на нейтронные спины в мишенях с ориентированными ядрами, обладают некоторыми интересными особенностями. Нормальная составляющая псевдоиндукции на поверхности мишени всегда непрерывна, в то время как магнитная индукция, если приложенное поле перпендикулярно к ее плоскости, испытывает разрыв. Поляризованная ядерная мишень может выполнять ту же роль, что и магнитный кристалл или магнитное зеркало. Градиент псевдомагнитности в этом случае может быть сделан гораздо большим, чем в случае обычной намагнитченности. Можно думать, что на этой основе будут созданы устройства, сильно фокусирующие нейтроны ^{3, 56}.

ж) Рассеяние нейтронов ядрами, находящимися в магнитно-упорядоченном состоянии

В последнее время в связи со значительными успехами в теории и технике ядерного магнетизма наметилась тенденция к более углубленному изучению ядерных спиновых систем, находящихся в упорядоченном магнитном состоянии (ферро- или антиферромагнитном) ².

Основная трудность, возникающая при изучении упорядоченных структур ядерных спинов, состоит в исключительно низкой температуре магнитного перехода ($T \sim 10^{-6}$ К). Последнее обусловлено малостью магнитных моментов ядер ($\sim 10^{-3} \mu_B$, где μ_B — электронный магнетон Бора), а следовательно, и спин-спиновых взаимодействий. Поэтому понятен сегодняшний большой интерес к кристаллическому He^3 , спин-спиновые взаимодействия в котором имеют обменную природу и отвечают температуре перехода порядка нескольких тысячных долей градуса. Для всех других ядерных спинов взаимодействия имеют чисто магнитную природу. Это могут быть прямые магнитные диполь-дипольные взаимодействия, а также косвенные, осуществляемые через посредство атомных электронов. Температура перехода для таких состояний оказывается порядка 10^{-6} — 10^{-7} К. Для получения упорядоченных ядерных спиновых магнитных состояний достаточно охлаждать не весь кристалл в целом, а только систему ядерных спинов ². Это достигается путем адиабатического размагничивания предварительно поляризованных методом динамической поляризации ядер. Недавние эксперименты подтвердили существование такого рода структур. Их детектирование осуществлялось методами ядерного магнитного (ферромагнитного) резонанса. Эти непрямые методы в применении к рассматриваемой задаче основывались на привлечении понятия спиновой температуры (температура диполь-дипольного резервуара ^{1, 2}) во вращающейся системе координат.

Рассеяние нейтронов на таких упорядоченных ядерных структурах позволяет надеяться непосредственно обнаружить их существование и наблюдать за их возникновением и распадом. Методы магнитной нейтронографии давно уже нашли себе широкое распространение и с успехом применяются для изучения магнитных свойств кристаллов с электронным ферро- и антиферромагнетизмом ¹¹ и являются пока единственными прямыми

ми методами определения типа магнитной структуры системы. Однако их применение для изучения ядерного упорядочения до недавнего времени не представлялось оправданным. Основанием этому является малая величина магнитных моментов ядер по сравнению с электронными моментами. Вклад от ядерного магнитного рассеяния нейтронов в этом случае маскируется более сильным рассеянием на электронах ²⁸. Иное положение создается в том случае, когда рассеяние нейтронов на ядрах в кристалле обусловлено не слабым магнитным, а сильным ядерным взаимодействием, которое, как мы видели, зависит от ориентации спинов ядер и нейтронов, а по величине может значительно превосходить магнитное рассеяние. В этом случае его можно формально рассматривать как рассеяние на псевдомангнитных моментах μ^* , которые в некоторых случаях превосходят величину электронного момента. Однако реальными объектами исследования являются лишь системы, у которых не только велико значение μ^* , но у которых доступными способами можно понизить температуру ядерных спинов до требуемого значения. Например, в настоящее время невозможно пока обнаружить упорядочение ядер фтора в CaF_2 , для которых спиновая температура может быть понижена до рекордного значения 10^{-7} К: магнитный момент слишком мал ($\mu^* \approx 0,01\mu_B$). Наиболее перспективным в этом

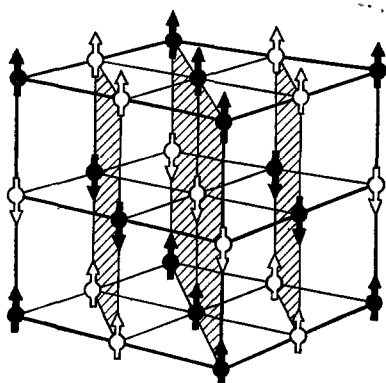


Рис. 9. Магнитные подрешетки ядер LiH.

нов до требуемого значения. Например, в настоящее время невозможно пока обнаружить упорядочение ядер фтора в CaF_2 , для которых спиновая температура может быть понижена до рекордного значения 10^{-7} К: магнитный момент слишком мал ($\mu^* \approx 0,01\mu_B$). Наиболее перспективным в этом

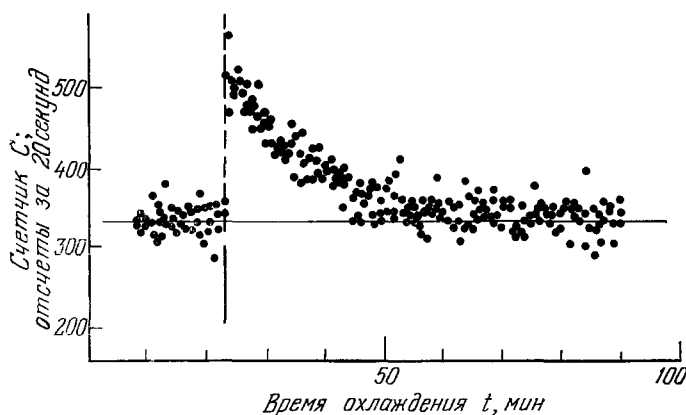


Рис. 10. Рассеяние нейтронов на ядерных спинах при адиабатическом размагничивании. Стрелка указывает на момент перехода ядер из парамагнитного в антиферромагнитное состояние.

отношении является соединение LiH: $\mu^*(\text{Li}^7) = -0,6\mu_B$, $\mu^*(\text{H}^1) = 5,4\mu_B$. Именно на этой системе были проведены первые успешные эксперименты Абрагамом с сотрудниками в Сакле ⁴⁰.

При понижении температуры ядерные спины LiH образуют антиферромагнитную структуру с двумя магнитными подрешетками, как это изображено на рис. 9. Падающие на кристалл нейтроны рассеиваются по-разному в зависимости от двух противоположных ориентаций ядерных спинов. Кристалл LiH и счетчик нейтронов располагались так, чтобы можно было наблюдать рассеяние нейтронов от плоскости (110). Рассеяние от этой

плоскости (на рис. 9 они отмечены штриховкой) не было обнаружено до момента, когда в процессе размагничивания не была достигнута ожидаемая температура перехода. Результаты эксперимента приведены на рис. 10. По оси ординат отложены показания счетчика нейтронов, по оси абсцисс — время охлаждения, осуществляемого с помощью метода адиабатического размагничивания. Стрелка на временной оси указывает на момент перехода ядерной системы кристалла в антиферромагнитное состояние и окончание процесса охлаждения. Правая часть кривой характеризует затухание сигнала с константой затухания, сравнимой с временем спин-решеточной релаксации ядерной системы.

Результаты этого эксперимента представляют большой интерес и имеют далеко идущие последствия. Непосредственное обнаружение ядерного упорядочения в LiH подтверждает реальный смысл концепций диполь-дипольного резервуара и дипольной температуры, которые до сих пор рассматривались с определенной осторожностью в рамках гипотезы. Успех этого эксперимента свидетельствует и в пользу поднятых в настоящем обзоре вопросов.

3. ПРИМЕРЫ ПСЕВДОПОЛЕЙ ДРУГОЙ ПРИРОДЫ

Подробно рассмотренная выше при помощи псевдомагнитного поля задача рассеяния нейтронов на ориентированных протонных мишенях, как мы уже отмечали, отнюдь не является единственным примером такого рода задач. Можно еще привести ряд явлений (некоторые подтверждены опытом), которые могут быть успешно объяснены при помощи концепции псевдополя. Рассмотрим несколько примеров, представляющих несомненный интерес.

Прохождение электронов и атомов через намагниченную среду. Пусть пучок электронов проникает в слой вещества, содержащего поляризованные атомные электроны. Такой средой может служить, например, намагниченная до насыщения пленка или колба, наполненная парами оптически ориентированных атомов. Наличие макроскопической намагниченности образца приведет, как мы уже знаем, к прецессии спина налетающего электрона около направления поля, связанного с этой намагниченностью. Однако, в отличие от нейтронов для электронов, кроме прямого процесса упругого когерентного рассеяния, существует добавочное, зависящее от спинового состояния сталкивающихся частиц, обменное рассеяние. При этом вклад в обменное рассеяние происходит благодаря двум процессам, связанным соответственно с обменным кулоновским и обменным магнитным рассеяниями. Существование зависящего от спинового состояния взаимодействия означает, что в поляризованной мишени на пучок частиц действует некоторое эффективное поле, приводящее к прецессии их спинов с частотой ³¹

$$\omega = kv(n_{\uparrow\uparrow} - n_{\downarrow\uparrow}), \quad (56)$$

где k — волновой вектор частиц пучка, v — их скорость, а $n_{\uparrow\uparrow}$ и $n_{\downarrow\uparrow}$ — показатели преломления среды мишени для частиц со спинами, параллельными и антипараллельными вектору поляризации мишени.

Используя известную нам связь между показателями преломления и амплитудой упругого когерентного рассеяния вперед, находим, что вклад обменных процессов в показатель преломления электрона со спином, ориентированным параллельно вектору поляризации электронов, равен

$$\Delta n_{\uparrow\uparrow} = -2\pi \frac{N}{k^2} (f_{\uparrow\uparrow}'' + f_{\uparrow\uparrow}'), \quad (57)$$

где $f'_{\uparrow\uparrow}$ и $f''_{\uparrow\uparrow}$ — амплитуды упругого когерентного рассеяния вперед за счет обменного кулоновского и магнитного взаимодействия соответственно. Стоящий впереди знак минус связан с тем, что в триплетном состоянии обменная амплитуда вычитается из амплитуды прямого процесса. Для упрощения расчета предполагается, что электроны среды полностью поляризованы.

Вклад обмена в реальную часть показателя преломления электронов со спином, антипараллельным вектору поляризации рассеивателей $\delta n_{\downarrow\uparrow}$, равен нулю. Это связано с тем обстоятельством, что в результате обмена спины электронов, как падающего, так и принадлежащего среде, изменяют направление. Такой процесс является некогерентным и приводит только к поглощению. Следовательно, добавочный по сравнению с разностью показателей преломления $n_{\uparrow\uparrow}^{(0)} - n_{\downarrow\uparrow}^{(0)}$ электронов в магнитном поле мишени вклад в разность $n_{\uparrow\uparrow} - n_{\downarrow\uparrow}$ может быть записан в следующем виде:

$$\delta n_{\uparrow\uparrow} - \delta n_{\downarrow\uparrow} = \frac{N}{k^2} (f'_{\uparrow\uparrow} + f''_{\uparrow\uparrow}). \quad (58)$$

С учетом (56) и (58) получаем, что изменение частоты прецессии спина электрона, вызванное обменным рассеянием, равно

$$\Delta\omega = -2\pi \frac{\hbar N}{m_e} (f'_{\uparrow\uparrow} + f''_{\uparrow\uparrow}), \quad (59)$$

где m_e — масса электрона. Таким образом, частота прецессии спина электронов пучка в поляризованной мишени определяется соотношением $\omega = \omega_L + \Delta\omega$, где ω_L — частота Лармора спина электронов в магнитном поле поляризованной мишени.

Для достаточно быстрых электронов ($E \sim 1$ кэВ) при $kb \gg 1$ (b — размер атома) f' и f'' практически совпадают с амплитудами упругого обменного рассеяния вперед на первоначально покоившемся свободном электроне. Как следствие, для f' и f'' можно записать следующие выражения:

$$f'_{\uparrow\uparrow} = -\frac{2e^2}{m_e v^2}, \quad f''_{\uparrow\uparrow} = \frac{4m_e}{\hbar^2} \mu^2 \cos^2 \theta, \quad (60)$$

где $\mu \approx \mu_B$ — магнитный момент электрона, θ — угол между импульсом падающего электрона и вектором поляризации электронов вещества. Отсюда следует, что

$$\omega = \omega_L + 4\pi \frac{\hbar}{m_e} N \left(\frac{e^2}{m_e v^2} - \frac{2m_e}{\hbar^2} \mu^2 \cos^2 \theta \right). \quad (61)$$

Наличие обмена приводит к зависимости частоты прецессии от скорости электронов и направления их распространения относительно направления поляризации мишени. При этом зависимость от скорости связана с обменным кулоновским рассеянием, а зависимость от угла θ — с магнитным обменным рассеянием.

Для электронов с энергией $E \sim 10$ кэВ вклад в ω , происходящий от кулоновского обменного рассеяния ($N \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$), равен $\Delta\omega' \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$, что соответствует псевдомагнитному полю $H_1^* = \hbar\Delta\omega'/2\mu \approx 10^5 \text{ Э}$ и возрастает с уменьшением энергии пучка. Вклад в частоту ω , происходящий от магнитного обменного взаимодействия, как легко оценить, равен $\Delta\omega'' = 4\pi \mu^2 N / \hbar \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Соответствующее эффективное поле $H_2^* \approx 10^3 \text{ Э}$, т. е. оказывается того же порядка, что и макроскопическое поле, создаваемое поляризованными электронами.

Таким образом, благодаря обменному рассеянию на спин электронов пучка в поляризованной мишени действует не магнитное поле $H_0 = 4\pi M_e$, где M_e — намагниченность электронов мишени, а некоторое эффективное

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1^* + \mathbf{H}_2^*. \quad (62)$$

Для электронов с энергией $E \sim 10$ кэВ и ниже $H_1^* \gg H_0, H_2$. В этом случае частота прецессии спинов электронов определяется не полем H_0 , а псевдомагнитным полем H_1^* . Длина l , на которой произойдет полный поворот спина, определяется выражением $2\pi\theta/\omega$. Для электронов с $E \approx 10$ кэВ, $l \approx 10^{-2}$ см и с ростом энергии увеличивается.

Экспериментально это явление еще не изучалось. Однако ясно, что для наблюдения прецессии спинов в псевдомагнитном поле пригодна схема эксперимента, подробно обсужденная ранее применительно к нейтронам.

Поля, аналогичные H_1^* и H_2^* , действуют не только на свободные электроны, но и на электроны, входящие в состав пучка атомов, происходящего через среду с поляризованными электронами. Эти поля приводят к смещению основных и возбужденных состояний атомов, движущихся, например, в поляризованном парамагнитном газе. При этом, поскольку кинетическая энергия электронов в возбужденном состоянии атома невелика, определяющую роль в расщеплении линий будет играть поле, вызванное обменным кулоновским взаимодействием. Поляризованная атомная мишень или пучок могут быть приготовлены методом оптической ориентации. В настоящее время такие эксперименты вполне могут быть поставлены.

Нельзя не отметить, что поле H^* , вызванное обменным кулоновским рассеянием, по своей природе родственно эффективному полю, действующему на электроны проводимости в $s-d$ -обменной модели ферромагнетизма^{20, 32}. Отличие состоит лишь в том, что в рассматриваемом случае можно, изменяя энергию электронного пучка, изменить и величину поля. В ферромагнитных веществах эффективное поле вызвано обменным взаимодействием электронов среды, и поэтому параметры его при постоянной температуре заранее определены. Кроме того, волновые функции электронов пучка и электронов среды перекрываются значительно сильнее, чем волновые функции электронов среды. Поэтому при скоростях, сравнимых со скоростью s -электронов, т. е. при $v \sim 10^6$ см/с, поле H^* по величине оказывается большим, чем поле, «создаваемое» d -электронами. Несомненно, поля, аналогичные H^* , существуют не только в ферромагнитных, но при определенных условиях могут быть созданы и в парамагнитных веществах, находящихся в любом агрегатном состоянии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вращение плоскости поляризации нейтронов, электронов, рассмотренное в настоящей работе, не является характерным только для этого сорта частиц. Аналогичное явление наблюдается и у фотонов.

Величина естественного вращения плоскости поляризации электромагнитных волн оптической частоты определяется электронной структурой атомов и молекул среды, через которую пропускается излучение. При выходе за оптическую область спектра, когда энергия коротковолновых квантов становится гораздо больше средней энергии электронов в атомах и молекулах, взаимодействие излучения с веществом сводится к взаимодействию фотонов со свободными электронами. При этом структура атомов и молекул становится несущественной и, следовательно, обычное вращение плоскости поляризации, обусловленное колебаниями электронной плотности в атомах, должно исчезать. Но именно в этой области, т. е. при больших энергиях квантов, в поляризованной электронной мишени действует другой неожиданный, обычно неучитываемый, механизм вращения

плоскости поляризации излучения, вполне аналогичный ядерной прецессии спина нейтрона, рассмотренной выше. Этот механизм сказывается при прохождении γ -квантов через поляризованную мишень. Состояние фотона с левой и правой круговой поляризацией в мишени определяется показателями преломления n_- и n_+ , причем, как мы видели,

$$n_- - n_+ = \Delta n = 2\pi \frac{c^2}{\omega^2} N (f_- - f_+),$$

где f_- и f_+ — амплитуды упругого рассеяния вперед фотонов с левой и правой круговыми поляризациями на поляризованных электронах, N — число электронов в единице объема, а ω — частота фотона ^{35, 36а, б}.

Не менее интересные явления должны возникать при прохождении света оптической или радиочастоты через естественно или искусственно поляризованную анизотропную среду. Различным поляризациям света соответствуют различные показатели преломления, которые всегда могут быть рассчитаны на языке псевдополя. Это равносильно наличию разности энергии между двумя состояниями поляризации при одной и той же длине волны ^{4а, 36}. Но тогда под действием высокочастотного электромагнитного поля резонансной, по отношению к расстоянию между этими уровнями, частоты поляризация света, проходящего через анизотропную среду, может испытывать изменения, сопровождающиеся изменением частоты при фиксированной длине волны. При этом должно иметь место поглощение или испускание фотонов соответствующей энергии.

Вращение плоскости поляризации света ориентированной по спинам системой атомов было предсказано Кастлером ³⁸ и наблюдалось экспериментально Гоццини ³⁹. Угол поворота плоскости поляризации света частоты ω , близкой к резонансной, в ансамбле оптически ориентированных атомов разреженных паров щелочных металлов оказывается весьма значительным. Он пропорционален разности населенностей подуровней, между которыми происходит оптический переход, и характерному множителю $\delta/(1 + \delta^2)$, где $\delta = (\omega - \omega_0)/\Delta\omega$ — расстройка, а $\Delta\omega$ — ширина линии. Такой своеобразный аналог эффекта Фарадея может быть использован для детектирования магнитного резонанса без разрушения атомной поляризации.

Следует отметить, что рассмотренные выше явления изменения состояния поляризации частиц (нейтроны, электроны, фотоны) в поляризованной среде претерпевают существенные изменения, если частицы падают на кристалл в условиях, когда возможна их дифракция ⁴¹. Оказывается, что в этом случае спины частиц прецессируют в кристалле с несколькими частотами, зависящими от угла падения пучка и ориентации поверхности кристалла относительно кристаллографических плоскостей. Появление таких аномалий обязано тому, что в периодической решетке энергетический спектр частицы имеет зонную структуру. Псевдомагнитные эксперименты в этом случае становятся весьма желательными, так как они открывают новые возможности в изучении зонной структуры кристаллических тел, которым в конечном счете обязаны отмеченные эффекты.

Явления, вполне аналогичные здесь рассмотренным, должны иметь место при прохождении спиновых частиц любой природы через поляризованные мишени ^{34а}. Псевдомагнитное поле, в частности, эффективное обменное поле, сказывается на ориентации спинов μ^+ мезонов или позитронов (мюония, позитрония) ⁴².

Приведенные примеры достаточно убедительно свидетельствуют о существовании широкого круга качественно новых и интересных явлений, как мы видели, отнюдь не всегда слабых и труднонаблюдаемых, возникающих при прохождении частиц, обладающих спином, через поляризо-

ванную (анизотропную) среду. Можно надеяться, что их изучение повлечет за собой постановку новых экспериментов ³⁰ и появление новых идей в различных областях физики, которые, несомненно, найдут себе разнообразные применения ⁴³.

Уральский электромеханический институт
инженеров транспорта, Свердловск
Московский физико-технический институт,
Долгопрудный (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдман М. [Спиновая температура и ЯМР в твердых телах.— М.: Мир, 1972.
2. Показаньев В. Г., Скроцкий Г. В., Якуб Д. И.— УФН, 1975, т. 116, с. 485.
3. а) Барышевский В. Г., Подгорецкий М. И.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1050;
б) Барышевский В. Г., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 1536.
4. Барышевский В. Г., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.— ЯФ, 1965, т. 1, с. 27; т. 2, с. 441.
5. а) Abragam A., Vacchella G. L., Glättli H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M.— C.R. Ac. Sc., 1972, t. 274, p. 423.
б) Abragam A., Conference de Wiesbaden de LSPS— Trends in Physics, 1972, Conference Colloque AMPERE, Turku, Finland (1972).
6. Glättli H.— В кн. Вторая Международная школа по нейтронной физике. Алушта, 2—19 апреля 1974 г.; Сборник лекций.— Дубна: ОИЯИ, 1974.— 403.
7. Forte M.— Nuovo Cimento, Ser. A, 1973, v. 18, p. 726.
8. Abragam A., Vacchella G., Glättli H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M.— J. de Phys. Lett., 1975, t. 36, p. 263.
9. Abragam A., Vacchella G., Glättli H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M.— Physica (в печати).
10. Давыдов А. С. Теория атомного ядра.— М.: Физматгиз, 1958; Квантовая механика.— М.: Наука, 1973.
11. Изюмов Ю. А., Озеров Р. П. Магнитная нейтронография.— М.: Наука, 1966.
12. Fermi E., Marshall L.— Phys. Rev., 1947, v. 71, p. 666.— Перевод: Ферми Э. Научные труды. Т. II.— М.: Наука, 1972.— Ст. 116.
13. Ахизер А., Померанчук И.— ЖЭТФ, 1948, т. 18, с. 475; Некоторые вопросы теории ядра.— М.: Гостехиздат, 1948.
14. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике.— М.: Наука, 1971.
15. Смарт Дж. Эффективное поле в теории магнетизма.— М.: Мир, 1968; Харрисон У. Псевдопотенциалы в теории металлов.— М.: Мир, 1968. Теория твердого тела.— М.: Мир, 1972.
Хейне В., Коэн М., Уэйр Д. Теория псевдопотенциала.— М.: Мир, 1973.
16. Гольдберг М., Ватсон К. Теория столкновений.— М.: Мир, 1967.
17. Лак М.— Phys. Rev., 1950, v. 80, p. 299; Rev. Mod. Phys., 1951, v. 23, p. 287.
18. Джефрис К. Динамическая поляризация ядер.— М.: Мир, 1965.
19. Дорфман Я. Г.— Nature, 1927, v. 119, p. 353.
20. Вонсовский С. В. Магнетизм.— М.: Наука, 1974.
21. Абрагам А. Ядерный магнетизм.— М.: ИЛ, 1963.
22. Рамзэй Н. Молекулярные пучки.— М.: ИЛ, 1960.
23. Abragam A., Vacchella G., Glättli H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M., Roubeau P.— In: XVII Congress AMPERE.— Amsterdam: North-Holland, 1973.
24. Скроцкий Г. В., Тропинин В. Н.— В кн. Статистическая физика и квантовая теория поля/Под ред. Н. Н. Боголюбова.— М.: Наука, 1973.
25. Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках.— М.: Наука, 1971.
26. Roubeau R., Abragam A., Vacchella G. L., Glättli H., Malinowski H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 33, p. 102.
27. Koester L., Knopf K., Waschkowski W.— Zs. Phys., 1974, Bd. 271, S. 201.

28. Барышевский В. Г., Любошиц В. Л. Препринт ОИЯИ Р-1999.— Дубна: 1963.
Хеннинг К., Шарапов Э. И. Препринт ОИЯИ Р14-7026.— Дубна: 1973.
29. Charrellier M., Coldman M., Vu Hoang Chau, Abragam A.,— J. Appl. Phys., 1970. v. 41, p. 849.— Перевод см. в дополнении к¹.
30. Подгорецкий М. И.— Цитир. в⁶ сб.— 420.
31. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 2107.
32. Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А.— УФН, 1962, т. 77, с. 377.
33. Скроцкий Г. В., Курбатов Л. В.— В кн. Ферромагнитный резонанс/ Под ред. С. В. Вонсовского — М.: Физматгиз, 1961.
34. Барышевский В. Г.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, а) с. 423, б) с. 575.
35. Барышевский В. Г.— ЯФ, 1966, т. 4, с. 1045.
Барышевский В. Г., Любошиц В. Л.— ЯФ, 1965, т. 2, с. 666.
36. Лобашов В. М., Попеко А. А., Смотрицкий Л. М., Серебров А. П., Коломенский Э. А.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 373.
Барышевский В. Г., Думбрайс О. В., Любошиц В. Л.— Ibid., 1972, т. 15, с. 113.
37. Bock P., Luksch P.— Lett. Nuovo Cimento, 1972, v. 2, p. 1081.
38. Kastler A.— C.R. Ac. Sci., 1951, t. 232, p. 953.
39. Gozzini A.— Ibid., 1962, t. 255, p. 1905.
Manuel J., Cohen-Tannoudji C.— Ibid., 1963, t. 257, p. 413.
40. Abragam A., Vacchella G. et al. (в печати).
Vacchella G. L., Meriel P., Pinot M.— J. de Phys., 1978, t. 2, p. 810.
41. Барышевский В. Г.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1587; ЯФ, 1967, т. 6, с. 714.
Барышевский В. Г., Коренная Л. Н.— ДАН БССР, 1965, т. 12, с. 25.
Коренная Л. Н.— ФТТ, 1971, т. 13, с. 880.
42. Барышевский В. Г., Ивашин А. В.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1467.
43. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, изд-во Белорусс. ун-та, 1976.
44. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы.— М.: Мир, 1978.
45. Abragam A., Bouffard V., Goldman M., Roinel Y.— J. de Phys., 1978, t. 3, p. 1436.