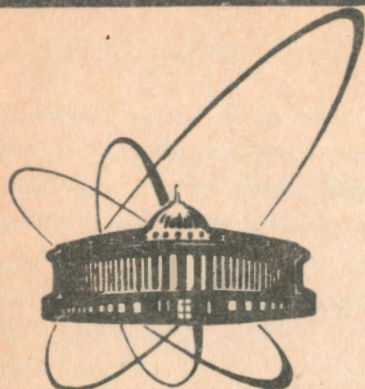


92-533



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P3-92-533

Д.А.Корнеев, Н.В.Черненко, Л.П.Черненко

НОВЫЙ АСПЕКТ В ИЗУЧЕНИИ ПРОХОЖДЕНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
ЧЕРЕЗ ФЕРРОМАГНЕТИКИ

1992

В работе доказывается существование механизма деполяризации нейтронов ферромагнетиками, приводящего к спектральной зависимости коэффициента деполяризации $D(\lambda)$ от длины волны нейтрона λ , существенно отличающегося от предсказываемых основополагающей теорией Хальперна — Хольстейна. Показано, что причиной, приводящей к иной зависимости $D(\lambda)$, являются взаимные корреляции направлений B_{\perp} -нормальных компонент локальных индукций в соседних микрообластях вдоль траектории нейтрона, пересекающего образец. Проанализировано различие процессов деполяризации нейтронов без учета и с учетом взаимных корреляций антинаправленного типа. Получен критерий проверки актуальности учета корреляций в процессе деполяризации. Основные результаты получены за счет проведения численного эксперимента по специально разработанной программе расчета $D(\lambda)$. Обсуждаются также результаты первой попытки экспериментальной проверки нового подхода к описанию процесса деполяризации.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1992

Перевод авторов

Korneev D.A., Chernenko N.V., Chernenko L.P.
A New Aspect of Study of Polarized Neutrons Passage Through Ferromagnetics

P3-92-533

The possibility of existence of a neutron depolarization mechanism leading to the depolarization coefficient $D(\lambda)$ spectral dependence on the neutron wavelength λ is proved in the paper. The given dependence is essentially different from those predicted in the basic Halpern — Holstein theory. It is shown that mutual correlation of B_{\perp} directions, the normal components of the local induction in the neighbour domain along the neutron trajectory intersecting the sample, may be responsible for the occurrence of the other $D(\lambda)$ dependence. The difference of the neutron depolarization processes with consideration and without consideration for the mutual correlations of an antirected type is analysed. The criterion of the check up of the reality of correlations consideration in the depolarization process is obtained. The main results are obtained due to numeric experiment done by specially developed computer program to calculate $D(\lambda)$. Results of the first experimental attempt to check the new aspect of the depolarization process are discussed.

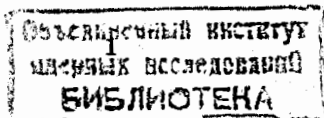
The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

1 Введение

Деполаризующие свойства ферромагнитных сред с микромагнитными неоднородностями как в теоретическом, так и в экспериментальном плане исследовались многими авторами [1-11]. Пионерской и наиболее авторитетной считается работа Хальперна и Хольстейна (1941г.) [1], она цитируется в подавляющем числе более поздних работ. Примечательно также появление работы [2], в которой впервые рассматривается зависимость деполаризации от взаимной ориентации между направлением падающей поляризации и скорости нейтронов. Использованный в [2] квантово-механический подход, основанный на малоугловом рассеянии нейтронов магнитными неоднородностями, развивался в недавнее время [11] с целью получить общую теорию, объясняющую большую совокупность экспериментальных фактов. Некоторая разновидность совершенствования теории демонстрируется в работе [6]. Тем не менее, как отмечено в недавней работе [3], это, в сущности, тот же подход, что и заложенный в [2]. Авторы одной из последних работ [3] возвращают наше внимание к классическому пути, намеченному Хальперном и Хольстейном в работе [1], доказав полную эквивалентность обоих путей в рамках рассмотренных вариантов деполаризационного процесса. Попытки расширения классической теории [1] в недавнем прошлом [4],[5], на наш взгляд, остались в тени из-за необоснованно больших надежд на теорию рассеяния в борновском приближении, корректную только для случая, когда поляризация исходного пучка после рассеяния изменяется незначительно.

Таким образом, в теории деполаризации полезен возврат к классическому варианту теории, названному в [3] ларморовским подходом.

Современные возможности времяпролётного метода на импульсных источниках нейтронов открыли перспективу значительного продвижения в применении деполаризационного процесса для изучения микромагнетизма. Мы не ставим целью в данной работе детально анализировать методические преимущества времяпролётных спектрометров на импульсных источниках нейтронов. Заметим только, что в настоящее время нам известны два работающих



времяпролетных деполаризационных спектрометра: TOP (Япония) [12], СПН (Россия) [13]. Одной из главных их особенностей является возможность измерения спектральной функции деполаризации, о которой речь будет идти ниже.

Несмотря на внушительную историю нейтронных деполаризационных исследований, прогресс в теоретических работах по деполаризации и практическом применении их к физике микромагнетизма находится ещё в начальной стадии развития. Это заставляет нас вернуться к работе [1], в которой детально рассмотрен деполаризационный процесс для широкого класса неоднородных микромагнитных структур. Авторам удалось получить выражения для коэффициента деполаризации пучка $D(\lambda)$ в зависимости от длины волны нейтронов λ и, т.о., разработать теоретические основы интерпретации экспериментальных данных по деполаризации нейтронов. Из работы Хальперна и Хольстейна следует важный практический вывод о том, что именно спектральная зависимость коэффициента деполаризации позволит изучать, в зависимости от внешних параметров, такие величины, как среднеквадратичный размер магнитных неоднородностей, значение средней индукции внутри неоднородности, среднеквадратичное нормальных компонент локальной индукции.

Магнитное неоднородное состояние в ферромагнетиках в зависимости от величины приложенного магнитного поля качественно отличается в двух предельных случаях:

1. Случай малых полей, когда состояние ферромагнетика близко к размагниченному. В этом состоянии образец остаётся разбитым на домены с хаотическим распределением направлений локальных индукций в доменах. Средняя по образцу намагниченность определяется соотношением объёмов, занятых доменами, намагниченными по или против внешнего поля. Характерным размером магнитных неоднородностей в данном случае является средний размер доменов.
2. Случай больших полей, когда в образце возникает состояние, близкое к техническому насыщению. В этом состоянии домены практически отсутствуют, а направление локальных

намагниченностей близко к направлению внешнего поля. Отклонения локальных намагниченностей от внешнего поля определяются в этом случае распределением осей анизотропии кристаллитов. Характерный размер неоднородности в этом случае приближается к среднему размеру кристаллитов.

Для описания деполаризации на образце в состоянии, близком к насыщению, Хальперн и Хольстейн делают предположение, справедливое практически для очень широкого типа неоднородных намагниченных вдоль оси z структур: среднее значение произведения нормальных компонент \vec{B}_x, \vec{B}_y вектора локальной индукции \vec{B}_0 ; любых пар (i, j) по всем областям образца, в которых можно принять индукцию постоянной по величине, равно нулю, т.е.

$$\langle \vec{B}_{k,i} \vec{B}_{l,j} \rangle = 0 \text{ для любых } i \neq j, k, l (k, l = x, y).$$

Именно это условие позволяет представить среднее значение от произведения операторов \hat{D}_i , преобразующих вектор поляризации нейтронов \vec{P} на каждой отдельной неоднородности, в виде произведения средних значений этих операторов, и получить результирующий коэффициент деполаризации на образце $D(\lambda)$:

$$P_f = \langle \prod_i^N \hat{D}_i \rangle P_0 = \left(\prod_i^N \langle \hat{D}_i \rangle \right) P_0 = \left(\prod_i^N D_i \right) P_0 = D(\lambda) P_0.$$

Т.о., процесс деполаризации, согласно Хальперну и Хольстейну, представляет из себя последовательность независимых актов деполаризации на последовательности из элементарных магнитных неоднородностей, т.е.:

$$D(\lambda) = \prod_i^N D_i(\lambda).$$

Последнее условие позволило получить степенную зависимость процесса деполаризации от толщины образца d , так как

$$D = \prod_i^N D_i = \langle D \rangle^N, \quad (1)$$

где $N = \frac{d}{\langle \delta \rangle}$, $\langle \delta \rangle$ - средний размер магнитных неоднородностей вдоль траектории движения нейтрона. Как отмечалось выше, сама функция $\langle D \rangle$ является в общем случае функцией $\langle B_0 \rangle$, $\langle B_{\perp}^2 \rangle$, $\langle \delta^2 \rangle$, λ , где $\langle B_0 \rangle$ - средняя индукция по образцу, $\langle B_{\perp}^2 \rangle$ - среднеквадратичное от её локальных, нормальных к внешнему полю компонент, $\langle \delta^2 \rangle$ - среднеквадратичный размер неоднородностей, λ - длина волны нейтрона.

Цель данной работы - доказать возможность существования механизма деполяризации нейтронов поликристаллическими ферромагнетиками в состоянии, близком к техническому насыщению, приводящего к спектральной зависимости коэффициента деполяризации $D(\lambda)$, существенно отличающегося от предсказываемых теорией Хальперна и Хольстейна. Показано, что причиной, приводящей к иной зависимости $D(\lambda)$, могут являться взаимные корреляции направлений $\vec{B}_{\perp i}$ - нормальных компонент локальных индукций в соседних областях. Проанализировано различие процессов деполяризации нейтронов без учёта и с учётом взаимных корреляций антинаправленного типа.

2 Модель ферромагнетика и обоснование альтернативных механизмов деполяризации

Заметим, что образцами, в которых корреляции антинаправленного типа могут существовать, являются поликристаллические ферромагнетики, получаемые прокаткой, из-за возникающей в таких образцах одноосной магнитной анизотропии в направлении, перпендикулярном прокатке [14]. Намагниченное состояние таких образцов в направлении вдоль прокатки должно сопровождаться антинаправленной взаимной корреляцией нормальных к полю локальных компонент $\vec{B}_{\perp i}$ в соседних областях. Аналогичная ситуация должна возникать в образцах, подвергнутых растяжению (сжатию) [15]. Исследуем деполяризующие свойства такой анизотропной магнитной неоднородной среды. Для модели, описывающей её намагниченное состояние, характерно следующее:

1. Направление постоянной по модулю индукции \vec{B}_0 в отдельной области отклоняется от направления внешнего поля на некоторый малый угол ϕ и порождает нормальную компоненту $\vec{B}_{\perp i}$;
2. Направления компонент $\vec{B}_{\perp i}$ в соседних областях i и $i+1$ скоррелированы так, что направление в $(i+1)$ -й области попадает в некоторый сектор $\pm \Delta \Theta$ около угла $\Theta_0 = 180^\circ$, отсчитываемого от направления $\vec{B}_{\perp i}$ (см. рисунок 1);
3. Попадание вектора $\vec{B}_{\perp i+1}$ в область углов $[\Theta_0 - \Delta \Theta, \Theta_0 + \Delta \Theta]$, отсчитываемых от направления $\vec{B}_{\perp i}$, равновероятно в этих пределах;
4. Размеры областей δ_i флуктуируют с равной вероятностью в пределах от $\delta_0 - \Delta \delta$ до $\delta_0 + \Delta \delta$.

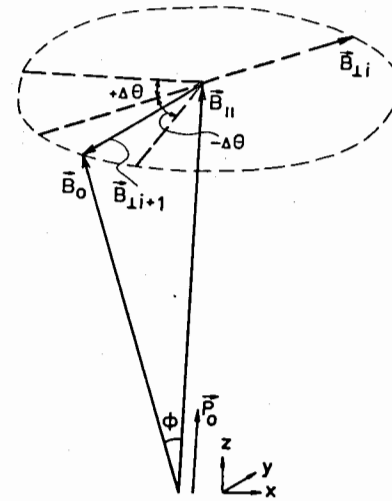


Рисунок 1. Направления компонент $\vec{B}_{\perp i}$ в соседних областях i и $i+1$ скоррелированы так, что направление в $(i+1)$ -й области попадает в некоторый сектор $\pm \Delta \Theta$ около угла $\Theta_0 = 180^\circ$, отсчитываемого от направления $\vec{B}_{\perp i}$. \vec{P}_0 - вектор поляризации падающего пучка нейтронов.

Если $\Delta \Theta = 180^\circ$, то модель полностью совпадает с рассмотренной Хальперном-Хольстейном, когда направления $\vec{B}_{\perp i}$ взаимно хаотичны по направлениям. Случай $\Delta \Theta = 0$ - жёстко коррелированная

структура с меандроподобным поведением $B_{\perp}(x)$ с флуктуирующим периодом.

Для того, чтобы обосновать альтернативный рассмотренному Хальперном и Хольстейном характер процесса деполяризации в данной модели, сначала обсудим жёстко коррелированную систему с фиксированным шагом δ , т.е. случай, когда $\Delta\Theta = 0$, $\Delta\delta = 0$. Поведение вектора поляризации нейтронов при пропускании через такую магнитную конфигурацию хорошо известно и носит название пространственного спинового резонанса. Экспериментальные устройства, основанные на принципе пространственного спинового резонанса, используются для переворота спина нейтронов (гребёнка Драбкина [16-18]). Спектральная зависимость коэффициента деполяризации такой меандроподобной магнитной конфигурации выглядит следующим образом:

$$D_R(\lambda) = 1 - 2 \frac{(B_{\perp}/2)^2}{(B_{\perp}/2)^2 + (B_{\parallel} - \frac{\pi \text{const}}{g\delta \cdot \lambda})^2} \times \sin^2 \left(\sqrt{(B_{\perp}/2)^2 + (B_{\parallel} - \frac{\pi \text{const}}{g\delta \cdot \lambda})^2} \frac{\lambda d}{\text{const}} \right), \quad (2)$$

где d - длина образца, $g = 1,83 \cdot 10^4$ Гц/Гс, const - размерная константа, связывающая длину волны и скорость нейтрона, δ - шаг меандры, B_{\parallel} - z -компонента \vec{B}_0 (в нашей модели $B_{\parallel} \approx B_0$). Процесс деполяризации на такой структуре нельзя разбить на последовательность независимых актов деполяризации. Иначе говоря, конечное состояние поляризации $P_f = D_R(\lambda) P_0$ определяется в целом всей совокупностью магнитных полей вдоль траектории нейтрона. Из сравнения формулы, полученной Хальперном и Хольстейном (см. ф-лу (3.6) в [1]), и ф-лы (2) следует их существенное различие во всей области значений λ . Так, в области малых значений длин волн λ , когда $\frac{gB_0\delta\lambda}{\text{const}} \ll 1$, из (2) следует:

$$D_R(\lambda) \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 B_{\perp}^2 \delta^2 \lambda^2}{\pi^2 \text{const}^2} \sin^2 \left(\frac{gB_0 d \cdot \lambda}{\text{const}} \right), \quad (3)$$

в то время как согласно Хальперну и Хольстейну при $\frac{gB_0\delta\lambda}{\text{const}} \ll 1$

$$D(\lambda) \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 \langle B_{\perp}^2 \rangle \langle \delta^2 \rangle \cdot \lambda^2}{\text{const}^2} \cdot \frac{d}{\langle \delta \rangle}. \quad (4)$$

Из сравнения формул (3) и (4) следует существенно различная зависимость $D(\lambda)$ от толщины образца d . Очевидно, что для случая $\Delta\Theta, \Delta\delta \neq 0$, процесс деполяризации постепенно, по мере увеличения дисперсии $\Delta\Theta$, должен терять черты резонансного процесса и переходить в процесс Хальперна-Хольстейна.

3 Анализ расчётов спектральных функций деполяризации

Сказанное выше побудило нас проанализировать спектральные особенности деполяризующих свойств неоднородных намагниченных ферромагнетиков в зависимости от степени антинаправленности нормальных компонент намагниченностей в соседних локальных областях. Для этого нами была составлена процедура численного решения хорошо известного уравнения [1]

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = -g[\vec{P} \vec{B}(x)], \quad (5)$$

описывающего поведение поляризации пучка нейтрона при прохождении через неоднородную модельную магнитную среду. Конкретные направления векторов $\vec{B}_{\perp i}$ и величины размеров неоднородностей δ_i разыгрывались методом Монте-Карло в выбранных пределах $\delta_i \in [5 \div 15]$ мкм, $B_0 = 10$ кГц, $\Theta_{i+1} = \Theta_i + (180^\circ \pm \Delta\Theta)$ при $B_{\perp i} = 2$ кГц. Изучалась зависимость $D(\lambda)$ от величин $\Delta\Theta$ и толщины образца d . Результаты расчётов приведены на рисунке 2. Характерным различием, как упоминалось выше, должно быть, в случае взаимно коррелированных структур, отсутствие универсальной зависимости деполяризации от толщины образца типа:

$$D_{d_2}(\lambda) = [D_{d_1}(\lambda)]^{\left(\frac{d_2}{d_1}\right)},$$

которая следует из формулы (1). На рисунках 3 и 4 квадратами показаны отношения $f(\lambda) = \frac{[D_{d_1}]^{(d_2/d_1)}}{D_{d_2}}$, отклонение от единицы которых свидетельствует о том, что поведение, соответствующее деполяризационному процессу, предсказанному Хальперном и Хольстейном, нарушается. Анализ показал, что, строго говоря, поведение типа указанного Хальперном и Хольстейном, т.е. $f(\lambda) \equiv 1$, при конечных толщинах нарушается даже для полностью хаотической структуры $\vec{B}_{\perp i}$ ($\Delta\theta = \pm 180^\circ$, см. рисунок 3). Что касается значений $\Delta\theta \neq \pm 180^\circ$

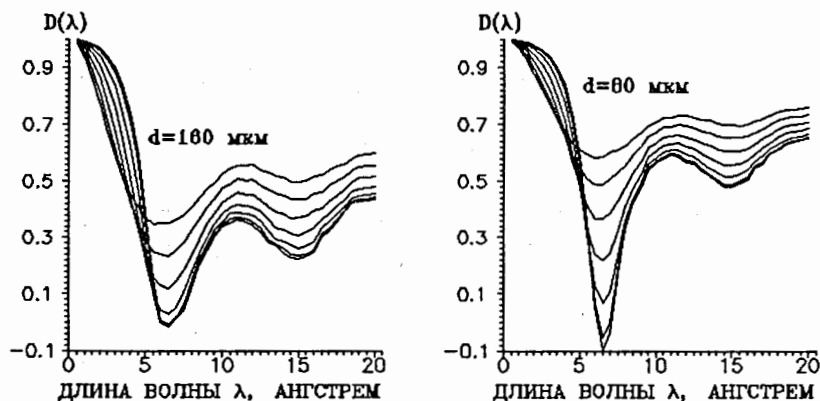


Рисунок 2. Семейство кривых деполяризации, рассчитанных по программе для $\Delta\theta = 180^\circ$ (полностью хаотическая структура), 150° , 120° , 90° , 60° , 30° и 0° (коррелированные структуры), демонстрирующих всё более чёткое выражение резонансных свойств магнитной структуры, проявляющихся в углублении минимумов кривых по мере уменьшения $\Delta\theta$. Для $d = 80$ мкм и $\Delta\theta$, равного 0° и 30° , отмечается изменение знака поляризации в пропущенном пучке нейтронов. Параметры магнитной структуры $\langle\delta\rangle$, \vec{B}_0 и $\vec{B}_{\perp 1}$ и их дисперсии приведены в тексте. Положение минимума на всех кривых наблюдается при значении $\lambda_R = \pi \cdot \frac{\text{const}}{gB_0(\delta)}$

(взаимно коррелированные структуры $\vec{B}_{\perp i}$; антинаправленного типа), то в области $\lambda_R = \pi \frac{\text{const}}{gB_0(\delta)}$ наблюдаются значительные отклонения $f(\lambda)$ от зависимости, предсказанной Хальперном и Хольстейном (см. рисунок 4).

Вопрос о выборе модели для описания процесса деполяризации (хаотические или взаимно антинаправленные коррелированные структуры) принципиален при интерпретации экспериментальных данных. Из вышесказанного следует, что есть достаточно надёжный способ экспериментального определения, какой из процессов следует применять для описания экспериментальных данных. Он состоит в измерении функций $D_{d_1}(\lambda)$ и $D_{d_2}(\lambda)$ при двух толщинах образца d_1 и d_2 . Последнее реализуется достаточно просто, например, поворотом плоскости образца по отношению к направлению движения нейтронов.

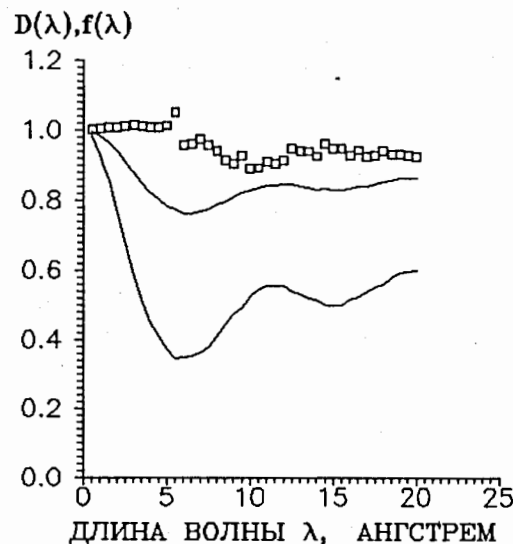


Рисунок 3. Расчёт кривых деполяризации для полностью хаотической структуры Хальперна-Хольстейна, $\Delta\theta = 180^\circ$ для двух толщин образца $d = 40$ мкм (верхняя непрерывная кривая) и $d = 160$ мкм (нижняя непрерывная кривая) показывает, что даже для магнитной структуры типа Хальперна-Хольстейна нет строгого выполнения условия $f(\lambda) = 1$ (квадратами приведено $f(\lambda)$ для данного расчёта).

Минимум $D(\lambda)$ кривых соответствует длине волны $\lambda_R = \pi \frac{\text{const}}{gB_0(\delta)}$. Параметры магнитной структуры B_0 , $B_{\perp 1}$ и их дисперсии приведены в тексте.

Условие $f(\lambda) = [D_{d_1}(\lambda)]^{(d_2/d_1)} / D_{d_2}(\lambda) = 1$ должно свидетельствовать об отсутствии взаимной корреляции в направлениях, ближайших $B_{\perp i}$. В противном случае подгонку экспериментальных данных следует проводить, используя результаты модельного расчёта $D(\lambda)$.

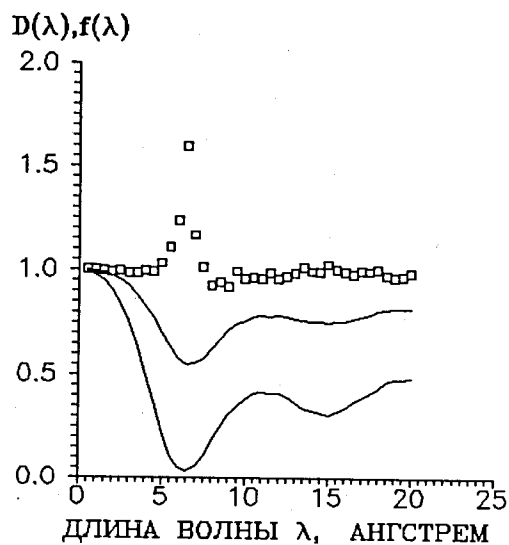


Рисунок 4. Наиболее значительное отклонение поведения деполаризационных кривых для коррелированных структур при $\Delta\theta \neq 180^\circ$ от предсказанной Хальперном и Хольстейном наступает при λ , близком к минимуму кривых деполаризации, в области значений $\lambda \sim \lambda_R = \pi \cdot \frac{\text{const}}{gB_0(\delta)}$. Расчётные кривые деполаризации и $f(\lambda)$ приведены для условий, аналогичных рисунку 3, но $\Delta\theta = 90^\circ$.

Отметим, что одной из черт теории Хальперна и Хольстейна является отсутствие зависимости $D(\lambda)$ от дисперсии флуктуирующего параметра структуры δ_i . Наши расчёты показывают, что такая зависимость существует и проявляется в усилении деполаризующих свойств среды с увеличением дисперсии δ_i . Влияние дисперсии размеров δ_i на функцию $D(\lambda)$ обсуждалось в работе [8].

4 Обсуждение результатов

Мы взяли для анализа сравнительно упрощённую модель ферромагнетика, которая, однако, может быть достаточно надёжным описанием состояния, близкого к насыщению. В отличие от работы [1], мы оставили без анализа другие возможные неоднородные состояния ферромагнетика. Тем не менее рассматриваемый нами аспект деполаризационного процесса носит более общие черты, которые могут быть изучены и для других состояний ферромагнетика. В использованном методе численного эксперимента-расчёта мы учли

свойство процесса деполаризации, заложенное в уравнении (5). В отличие от работы [1], в которой все конечные аналитические выражения получены в пренебрежении генетической связью проекций поляризации в цепочке последовательного процесса пропуска нейтрона через микрообласти образца, мы сохранили в численном решении уравнения (5) генетику процесса. Несмотря на то, что наш способ анализа деполаризационного процесса несёт черты громоздкости, свойственные всякому численному методу, можно смело утверждать, что данный способ анализа практически неизбежен. Это особенно важно, когда мы хотим составить наиболее полную картину явления, исследуемого методом спектрального анализа деполаризации. Кроме того, численный метод в некоторых случаях может быть единственно приемлемым методом анализа. Например, для случая, когда вектор \vec{P}_0 начальной поляризации направлен под некоторым углом к среднему направлению индукции в образце, процесс деполаризации принимает черты, полное описание которых возможно только выбранным нами способом.

Таким образом, численный метод анализа наиболее информативен и позволит дополнить теорию деполаризации новыми результатами.

Рассмотрев возможность альтернативного механизма деполаризации, мы нашли, что наиболее яркое проявление он имеет в области $\lambda \sim \lambda_R$, для которой $D(\lambda)$ имеет характерный минимум. Следует отметить, что в условиях, когда \vec{P}_0 строго параллелен вектору средней индукции в образце, пока экспериментально не обнаружено деполаризационных спектральных функций $D(\lambda)$ с минимумом. Это обстоятельство должно ориентировать экспериментаторов на попытки нацеленного поиска таких условий, где бы минимум $D(\lambda)$ был бы регистрируемым. Наличие экспериментальных кривых $D(\lambda)$ с минимумом даёт надежду на максимально полную расшифровку микромагнитной структуры исследуемого образца. Если же минимум недостижим в силу ограниченности спектрального интервала экспериментальной установки, то условия для анализа данных сильно усложняются. Действительно, в области $\frac{\lambda}{\lambda_R} \ll 1$ как коррелированные, так и некоррелированные структуры дают значение $f(\lambda) \simeq 1$ (см. рис. 2 и 4). Различие между ними сводится к тому, что в

этой области λ корреляции сильно меняют темп изменения $D(\lambda)$, которую принято, согласно теории Хальперна и Хольстейна, аналитически описывать приближением $D(\lambda) \simeq e^{-\alpha\lambda^2} \approx 1 - \alpha\lambda^2$. Из рисунка 2 и формул (3) и (4) можно оценить, что коэффициенты α в разложении по λ функции $D(\lambda)$ могут изменяться почти на порядок. Таким образом, применение аналитических выражений, полученных в [1] для малых $\frac{\lambda}{\lambda_R}$ без привнесения дополнительных гипотез, теряет смысл, так как не отражает ни возможного влияния корреляций, ни проявления параметра дисперсии δ_i .

Вопрос о существенности корреляций в процессе деполяризации нейтронов кроме аспекта, рассмотренного нами, имеет также и иную сторону.

Предложенный способ обнаружения корреляционности процесса деполяризации проверкой условия $f(\lambda) = 1$ при измерении на образце в двух его положениях, прямом и повернутом, не безупречен. Необходимо быть уверенным, что при повороте образца в опыте будет обеспечено всего лишь изменение его эффективной толщины. Если же при повороте проявится какая-либо анизотропия микропараметров образца, например, изменится $\langle \delta^2 \rangle$ вдоль пути нейтронов, то $f(\lambda)$ неизбежно отклонится от единицы. Т.е. проверка условия $f(\lambda) = 1$ кроме отмеченного нами аспекта несёт дополнительную возможность исследования анизотропии формы магнитных неоднородностей образца. Эту особенность критерия следует иметь в виду при постановке экспериментов по деполяризации.

Мы не можем сопроводить нашу работу ни одной, из опубликованных в литературе, экспериментальной кривой, заслуживающей внимания в отмеченном нами аспекте.

В проведенных нами на спектрометре СПН [13] экспериментах на технической жести и пермаллое также не обеспечено наблюдение минимума функции $D(\lambda)$ (см. рис. 5 и 6 соответственно) в измеренном интервале λ . Сильное указание на $f(\lambda) = 1$ для пермаллоя, как отмечалось выше, не гарантирует отсутствия микромагнитных корреляций в образце. В случае технической жести $f(\lambda) \neq 1$ существенно. Анализ показал, что характер зависимости $f(\lambda)$ не соответствует коррелированной структуре. Такое поведение $f(\lambda)$ может легко объясняться сильной вытянутостью магнитных микро-

неоднородностей и упаковкой их в направлении, перпендикулярном прокатке.

Таким образом, проблема выбора образца с микропараметрами, обеспечивающими надежное наблюдение предсказываемых эффектов, приобретает особую актуальность.

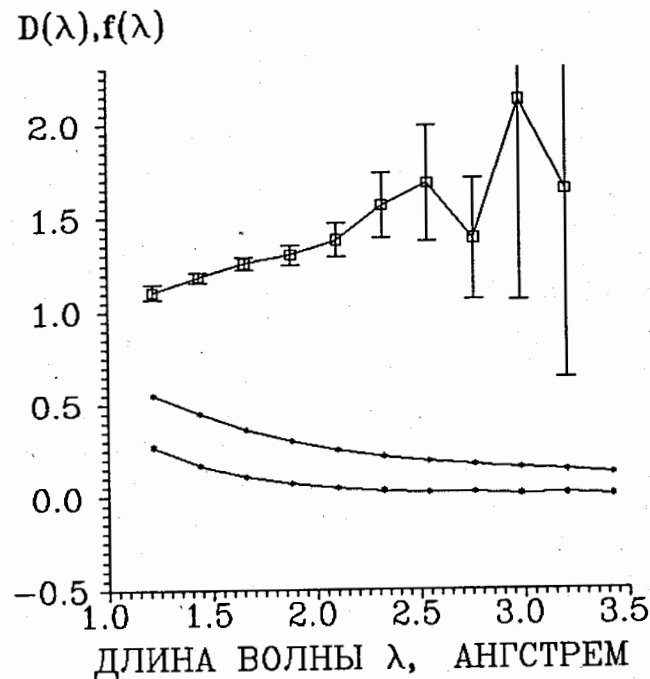


Рисунок 5. Экспериментальные данные деполяризации для прокатанной технической жести. Образец размером 40×80 мм² и толщиной 300 мкм помещался в поле 460 эрстед и изучался при ориентации перпендикулярно пучку и под углом 60 градусов, что соответствует удвоению толщины образца на пути нейтронов. Смысл кривых, приведённых на рисунке, тот же, что и для рисунков 3 или 4. Отклонение $f(\lambda)$ от 1 свидетельствует о проявлении анизотропии геометрической формы микро неоднородностей

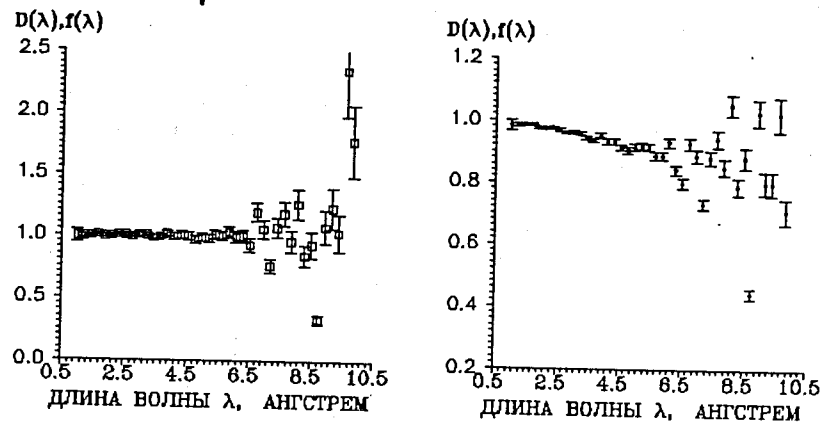


Рисунок 6. Экспериментальные данные деполаризации для отожжённого прокатанного пермаллоя. Образец диаметром 50мм и толщиной 120мкм помещался в поле 160 эрстед. Справа на рисунке приведена $D(\lambda)$ при ориентации образца перпендикулярно пучку. Измерение под углом к пучку показало $D(\lambda)$, слегка смещённое ниже. Слева квадратиками приведено $f(\lambda)$ для данных измерений. Основной чертой функции $f(\lambda)$ в данном измерении следует считать близость её к единице. Отсутствие чёткого минимума $D(\lambda)$ не позволяет надёжно связать отдельные выбросы $f(\lambda) \neq 1$ с наличием корреляционного процесса в обсуждаемом в данной работе аспекте

5 Заключение

Определение параметров микроструктуры магнитных неоднородностей в ферромагнетиках на основе экспериментов по деполаризации нейтронов с использованием существующих теорий проблематично, поскольку не учитываются возможные взаимные корреляции направлений соседних векторов локальных намагниченностей, а также влияние на процесс деполаризации дисперсий параметров, характеризующих микронеоднородности. На наш взгляд, наиболее простой способ учёта перечисленных деталей микроструктуры магнитных неоднородностей состоит в моделировании деполариза-

ционного процесса, основанном на численном решении уравнения Хальперна и Хольстейна. Использование такого подхода позволило нам установить сильное влияние таких параметров микроструктуры, как степень взаимной корреляции векторов локальной намагниченности, а также дисперсий размеров магнитных микронеоднородностей на спектральную функцию деполаризации нейтронов $D(\lambda)$.

Предложены критерий проявления корреляционных свойств и способ его реализации, заключающийся в повороте образца с целью увеличения длины пробега нейтронов в образце.

Проведен эксперимент по проверке существования корреляций в тонких пластинах пермаллоя и технической жести. Из измеренных в интервале $\lambda \in [0 \div 8]$ ангстрем экспериментальных зависимостей $D(\lambda)$ для пермаллоя, пользуясь предложенным способом, корреляции обнаружить не удалось. Применение указанного способа для технической жести позволило обнаружить специфические особенности геометрической формы и упаковки микронеоднородных магнитных областей.

Литература

- [1] Halpern O. and Holstein T. *Phys.Rev.* ,59 ,960 (1941)
- [2] Малеев С.В., Рубан В.А. *ФТТ* ,т.18, в.8, стр.2283-2290, (1976)
- [3] Rosman R. and Rekveldt M.Th. *Z.Phys.B-Condensed Matter*,79, 61 (1990)
- [4] Rekveldt M.Th. *Z.Phys.* 259,391 (1973)
- [5] Rekveldt M.Th. *J.Magn.Magn.Mater* 1(4),342 (1976)
- [6] Sbitney V.I. *Z.Phys. B-Condensed Matter* ,74,321 (1989)
- [7] Schwink Ch. and Scharpf O. *Z.Phys.B* 21,305 (1975)
- [8] Mitsuda S. and Endoh Y. *J.Phys.Soc.Jap.*,54,N4,1570 (1985)
- [9] Hasanain S.K., Zubairy M.S. and Nayyar A.H. *Solid State Comm.*, 62, N5,369 (1987)
- [10] Кузнецов С.П., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Шелагин А.В. *Письма в ЖТФ*, т.15, в.20, стр.27 (1989)

- [11] Toperverg B.P. and Weniger J., **Z.Phys.B** 74 ,105 (1989)
- [12] Endoh Y., Ikeda S., Mitsuda S. and Fujimoto H.
Nucl.Instr. and Meth.in Phys.Res.,A240,(1985),115.
- [13] Neutron experimental facilities at JINR. USER GUIDE.
compiled by Belushkin A.V., JINR, Dubna, 1991.
- [14] Chikazumi S. **J.Appl.Phys.**, 29, 346 (1958)
- [15] Тикадзуми С. **Физика ферромагнетизма**, "Мир",
Москва, 1987
- [16] Драбкин Г.М. **ЖЭТФ** ,43,1107 (1962)
- [17] Драбкин Г.М., Трунов В.А., Рунов В.В. **ЖЭТФ** ,54,
363 (1968)
- [18] Агамалян М.М., Драбкин Г.М., Лебедев В.Т.
Препринт ЛИЯФ АН СССР , N318 (1977)

Рукопись поступила в издательский отдел
17 декабря 1992 года