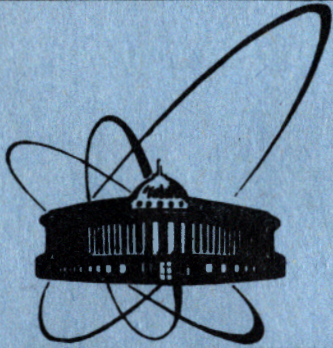


84-611



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**РЗ-84-611**

**Д.А.Корнеев**

**ФУРЬЕ-АНАЛИЗ  
ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ  
МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ  
С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в "Журнал экспериментальной  
и теоретической физики"

**1984**

## ВВЕДЕНИЕ

Теоретический анализ магнитных структур в ферромагнетиках представляет собой решение магнитостатической задачи нахождения равновесной структуры доменной стенки на основе выбора конкретной структуры стенки /Блох<sup>/1/</sup>, Ландау и Лифшиц<sup>/2/</sup>/. Модель доменной стенки, рассмотренная Ландау и Лифшицем<sup>/2/</sup> для одноосных ферромагнетиков, является одним из возможных решений задачи о структуре доменной стенки и представляет собой винтообразный поворот атомных магнитных моментов вокруг нормали к плоскости стенки. При этом предполагается, что величина элементарных магнитных моментов всюду остается одинаковой, изменяется лишь их направление. В структуре, предсказанной еще Блохом<sup>/1/</sup> и недавно теоретически рассмотренной Булаевским и Гинзбургом<sup>/3,4/</sup>, вектор локальной намагниченности  $\vec{M}$  уже не постоянен по величине. Вместо вращения в плоскости стенки намагниченность  $\vec{M}$  все время, оставаясь направленной вдоль легкой оси, уменьшается до нуля в центре стенки, а затем увеличивается в противоположном направлении до максимального значения. Булаевский и Гинзбург приходят к выводу, что такой тип стенки должен наблюдаться в большинстве ферромагнетиков в достаточно узком интервале температур - от температуры примерно на  $10^\circ$  ниже точки Кюри до точки Кюри, а в материалах с малой намагниченностью и большой анизотропией структура Ландау-Лифшица должна наблюдаться только при очень низких температурах. Вопрос о структуре доменной стенки, имеющий сам по себе академический характер, приобретает важное практическое значение для задач магнитодинамики, основы которой были заложены в работе<sup>/2/</sup>, исходя из особенно простого случая винтообразной структуры стенки.

Единственный достаточно разработанный сегодня метод изучения внутренней структуры доменов - лоренцевская микроскопия, основанный на взаимодействии электронов с внутренним магнитным полем доменов, испытывает значительные трудности при интерпретации результатов<sup>/5/</sup> и ограничен применением только для очень тонких пленок. Среди других, менее разработанных методов, следует указать на два: пропускание медленных поляризованных нейтронов, позволяющее, в принципе, определить средний размер доменов и оценить ширину доменной стенки<sup>/6,7/</sup>, а также ядерный магнитный резонанс, с помощью которого в работах<sup>/8,9/</sup> было показано, что локальная намагниченность внутри доменной стенки в образце  $\text{CrBr}_3$  ниже, чем в толще домена. Собственно о пространственной структуре доменной стенки метод ЯМР несет бедную информацию.

## ОПИСАНИЕ СПОСОБА

Обсуждаемый ниже способ изучения пространственно-периодических одноосных магнитных конфигураций позволит, на наш взгляд, извлекать из экспериментов с поляризованными нейтронами более или менее детальную информацию о пространственном поведении вектора намагниченности внутри периодических структур типа доменов. В основе предлагаемого метода лежит известное явление так называемого пространственного спинового резонанса, предсказанного и исследованного в работах Корнилова, Дробкина и др.<sup>10-14/</sup>

Суть явления пространственного спинового резонанса состоит в том, что при прохождении через магнитное поле, одна из компонент которого  $\vec{B}_\perp$  имеет винтообразную зависимость от пространственной координаты, а перпендикулярная ей компонента  $B_{||}$  постоянна, возникает переориентация спина нейтрона, первоначально направленного по  $B_{||}$ . Вероятность переворота спина нейтрона  $f(\lambda)$  при прохождении области такого поля носит резонансный характер /см., например, <sup>14/</sup> /:

$$f(\lambda) = \frac{B_\perp^2}{(B_{||} - \frac{67,4}{a \cdot \lambda})^2 + B_\perp^2} \sin^2(0,0233 \cdot \lambda \cdot L \sqrt{(B_{||} - \frac{67,4}{a \cdot \lambda})^2 + B_\perp^2}), \quad /1/$$

где  $B_{||}$ ,  $B_\perp$  - величины постоянной и "вращающейся" компонент поля соответственно /Гс/,  $\lambda$  - длина волны нейтрона /А/,  $L$  - длина области поля в направлении движения нейтрона /см/,  $a$  - полупериод структуры /см/. Резонанс, как следует из формулы /1/, означает резкое возрастание вероятности переворота спина нейтрона  $f(\lambda)$  для значений  $\lambda = \lambda_R$

$$\lambda_R = \frac{67,4}{a \cdot B_{||}} = 68,15 \quad /2/$$

Условие /2/ является следствием "обычного" спинового резонанса, возникающего в системе координат движущегося нейтрона, в которой  $B_\perp$  становится периодической функцией времени, характеризуемой частотой вращения  $\omega_t$ , пропорциональной скорости движения нейтрона. Условие /2/ отражает факт совпадения  $\omega_t$  с ларморовской частотой прецессии спина нейтрона  $\omega_L$  в поле  $B_{||}$  ( $\omega_L = |\gamma_n| \cdot B_{||}$ ):

$$\omega_t = \omega_L \quad /3/$$

Предположим, что имеется некоторая пространственно-периодическая магнитная структура  $\vec{M}_\perp(x)$  с достаточно сложным поведением вектора  $\vec{M}$  в пределах периода. Обозначим  $d\phi/dx$  через  $\omega$ , где  $\phi$  - угол поворота вектора  $\vec{M}$  вокруг оси  $x$ . Простейший случай, приводящий к существованию одиночного спинового резонанса нейтронов, пролетающих через такую структуру, это  $\omega = \omega_0 = \text{const}$  /см., например, <sup>14/</sup> /. Наиболее интересен с точки зрения предла-

гаемого метода случай, когда  $\omega = \omega(x)$ , т.е.  $\omega$  является функцией координаты пролетающего нейтрона. Можно показать, что пространственное поведение вектора  $\vec{M}_\perp(x)$  в этом случае можно представить в виде

$$\vec{M}_\perp(x) = \sum_n \{ \vec{M}_n^\omega(x) + \vec{M}_n^{-\omega}(x) \} \quad /4/$$

где поведение векторных функций  $\vec{M}_n^\omega(x)$  и  $\vec{M}_n^{-\omega}(x)$  характеризуется постоянными частотами  $\omega_n$  и  $-\omega_n$  соответственно. При этом

$$\omega_n = (2n + 1) \omega_0 \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad /5/$$

Таким образом,  $\vec{M}_\perp(x)$  можно представить в виде суммы бесконечного числа "встречно-вращающихся" векторов постоянной длины с кратными пространственными частотами и периодами.

Эти утверждения являются простым следствием процедуры покомпонентного фурье-представления вектора  $\vec{M}_\perp(x)$  и дальнейшего разложения каждой из фурье-гармоник на два встречно-вращающихся вектора постоянной длины. Отсюда следует, что набор частот  $\{\omega_n\}$  и  $\{-\omega_n\}$  вектора  $\vec{M}_\perp(x)$  должен порождать набор длин волн  $\lambda_n$ , при которых в присутствии поля  $B_{||} \perp \vec{M}_\perp(B_{||} = \text{const})$  должны наблюдаться максимумы вероятности переворота спина нейтронов, пропущенных через такую магнитную конфигурацию. Используя формулу /1/, можно определить модули векторов-гармоник как  $\vec{M}_n^\omega$ , так и  $\vec{M}_n^{-\omega}$ . Для этого необходимо исследовать спектральную структуру пространственного спинового резонанса дважды: в полях  $B_{||}$  и  $-B_{||}$ . Последнее утверждение является следствием векторного характера равенства /3/, т.е.  $\vec{\omega}_t = \vec{\omega}_L$ , другими словами - поля  $B_{||}$  и  $-B_{||}$  обеспечивают резонанс на  $\vec{M}_n^\omega$  и  $\vec{M}_n^{-\omega}$  гармониках соответственно. Таким образом, подгонка измерений спектральной зависимости вероятности переворота спина нейтрона  $f_s(\lambda)$  теоретической зависимостью /1/ позволяет определить набор векторов-гармоник  $\vec{M}_n^\omega$  и  $\vec{M}_n^{-\omega}$  и тем самым получить возможность синтеза искомой функции  $\vec{M}_\perp(x)$ .

## АПРОБАЦИЯ СПОСОБА НА МОДЕЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

Макроскопическую магнитную пространственную конфигурацию как модель 180° блоховской доменной структуры просто реализовать с помощью последовательности токовых плоскостей конечной толщины, расположенных на равных расстояниях друг от друга. Конкретно модель представляла последовательность равноотстоящих прямоугольных токовых соленоидов /см.рис.1а/. Приблизительная картина зависимости магнитной индукции  $B_z$  от координаты  $x$  показана на рис.1б. Размер  $a$  на рис.1 соответствует ширине "домена",  $d$  - ширине "доменной стенки". В нашем случае  $d/a = 0,1$ . Модель по-

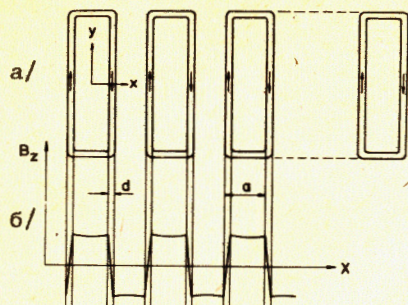


Рис.1. а/ Вид сбоку на последовательность плоских соленоидов /  $a = 1$  см,  $d = 0,1$  см/. Полная длина конструкции 235 мм. б/ Предполагаемая зависимость  $V_z$  -компоненты поля соленоидов.

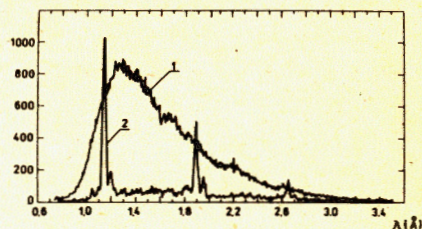


Рис.2. 1 - Спектр поляризованных нейтронов, падающих на модель магнитной структуры. 2 - Спектр нейтронов на выходе из анализатора поляризации /соленоиды и спин-флиппер включены/ при  $V_{||} \approx 167$  Э. Нормировки кривых 1 и 2 произвольные.

мещалась в однородное магнитное поле  $\vec{B}_{||} \perp \vec{B}_z$ . Пучок тепловых поляризованных нейтронов посылался вдоль оси  $x$ . Начальная поляризация  $P$  была по вектору  $\vec{B}_{||}$ . Изучалась спектральная зависимость  $f_3(\lambda)$  вероятности переворота спина нейтрона после прохождения такой магнитной структуры. Элементами установки /15/, позволяющими осуществить процедуру экспериментального определения функции  $f(\lambda)$ , были: широкоспектральный анализатор поляризации /изогнутый полярирующий FeCo-нейтронотвод/, широкоспектральный спин-флиппер /16/. Вид спектра поляризованных нейтронов показан на рис.2, кривая 1. При выключенном токе в соленоиде интенсивность на выходе анализатора во всей части спектра сильно подавлена, т.к. включенный спин-флиппер реверсировал направление поляризации пучка. Включение соленоидов приводило к резкому разрастанию счета детектора в определенных частях спектра /см.рис.2, кривая 2/. Это подтверждало, что наша магнитная модельная структура обладает реверсирующей способностью с ярко выраженной резонансной структурой, для которой характерно существование последовательности равностоящих /в шкале длин волн/ резонансов, которые следует считать реакцией спина нейтрона на фурье-гармоники функции  $V_z(x)$ . Действительно, из условия /4/ следует, что  $\lambda_n = \frac{\text{const}}{a \cdot B_{||}}$  /см. формулу /3//. Отметим, что характерной особенностью зеркальных поляризаторов является резкое обрезание спектра в коротковолновой области. Поэтому для наблюдения наибольшего числа резонансов в нашем случае было необходимо проводить измерения при нескольких значениях  $B_{||}$ . Увеличение  $B_{||}$  приводит к исчезновению первых резонансов функции  $f_3(\lambda)$  за коротковолновой границей спектра и появлению более высоких

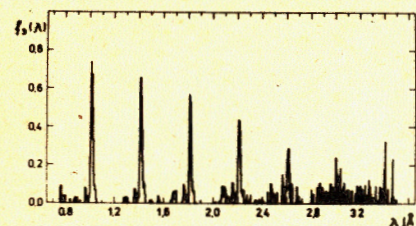


Рис.3. Спектральная зависимость вероятности переворота спина нейтронов  $f(\lambda)$  последовательностью соленоидов при  $B_{||} \approx 317$  Э.

Рис.4. Гистограмма значений коэффициентов Фурье  $V_n$ , функции  $V_z(x)$  соленоидов /  $n$  - порядковый номер резонанса, значение  $V_0$  принято за 1/.

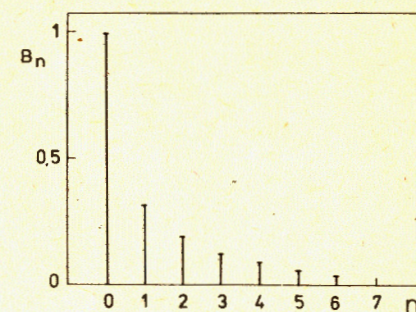
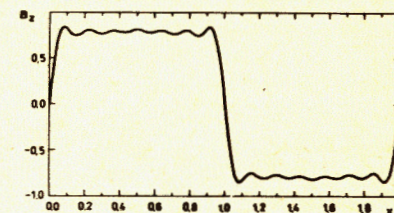


Рис.5. График функции  $V_z(x)$ , синтезированной на основе ряда Фурье с использованием коэффициентов  $V_n$ , приведенных на рис.4.



порядков в длинноволновой части спектра. Расстояние между резонансами уменьшается с увеличением  $B_{||}$ . Вид экспериментально полученной функции  $f_3(\lambda)$  на основе обработки спектров показан на рис.3, на нем видны резонансы с  $n = 2 \div 7$ . Всего нам удалось наблюдать 8 резонансов функции  $f_3(\lambda)$  /от  $n = 0$  до  $n = 7$ /. Обработка велась по 7 резонансам в силу малой статистической точности резонанса с  $n = 7$ .

На рис.4 в виде гистограммы показаны коэффициенты Фурье  $V_n$ , полученные из экспериментальных данных и нормированные на единицу.

Фурье-синтез с использованием коэффициентов, полученных из эксперимента, осуществлялся по формуле

$$V_z(x) = \sum_{n=0}^6 V_n \cdot \sin [2\pi(2n+1)x/2a]; \quad (x \in [0; 2a]). \quad /6/$$

Результат синтеза показан на рис.5.

Зависимость  $f_3(\lambda)$  от знака  $B_{||}$  не наблюдалась. Из этого следует, очевидный для нашего случая, вывод о том, что вектор магнитной модельной структуры лежит в одной плоскости, что, в терминах доменных структур, соответствует структуре Булаевского и Гинзбурга.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кроме обсуждавшейся возможности использования описанного метода для исследования структуры намагниченности в доменах, можно ожидать, что метод окажется применимым для изучения пространственного распределения плотности электрического тока в жестких сверхпроводниках второго рода или в слоистых проводниках.

В заключение автор благодарит А.В.Петренко за помощь при подготовке модели и Е.Б.Докукина за помощь при обработке результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bloch F. Zs.Phys., 1932, 74, p.295.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Сов.физ., 1935, 8, с.153.
3. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л. ЖЭТФ, 1964, 18, с.530.
4. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л. ЖЭТФ, 1970, 11, с.272.
5. Wohleben D. Journ.Appl.Phys., 1967, 38, p.3341.
6. Halpern O., Holstein T. Phys.Rev., 1941, 59, p.960.
7. Newton R.R., Kittel Ch. Phys.Rev., 1948, 74, p.1604.
8. Gossard A.C., Jaccarino V., Remeika J.P. Journ.Appl.Phys., 1962, 33, p.1187.
9. Cobb S.H. et al. Phys.Rev., B, 1973, 8, p.307.
10. Корнилов С.Г. ЖЭТФ, 1956, 31, вып.3, с.512.
11. Драбкин Г.М. ЖЭТФ, 1962, 43, с.1107.
12. Драбкин Г.М., Трунов В.А., Рунов В.В. ЖЭТФ, 1968, 54, с.363.
13. Агамалян М.М., Драбкин Г.М., Лебедев В.Т. Препринт ЛИЯФ АН СССР, №318, л., 1977.
14. Корнеев Д.А., Петренко А.В. ОИЯИ, РЗ-83-182, Дубна, 1983.
15. Корнеев Д.А. и др. ОИЯИ, РЗ-81-547, Дубна, 1981.
16. Корнеев Д.А., Кудряшов В.А. Nucl.Instr. and Meth., 1981, 179, p.509,513.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 сентября 1984 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

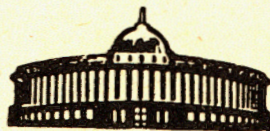
Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

- Physics of elementary particles and atomic nuclei.
- Theoretical physics.
- Experimental techniques and methods.
- Accelerators.
- Cryogenics.
- Computing mathematics and methods.
- Solid state physics. Liquids.
- Theory of condensed matter.
- Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

*JINR Rapid Communications* will be issued regularly.



Корнеев Д.А.

P3-84-611

Фурье-анализ пространственно-периодических магнитных конфигураций с помощью поляризованных нейтронов

Экспериментально доказано, что из спектральной зависимости вероятности переворота спина нейтрона при прохождении через пространственно-периодическое магнитное поле удается определить коэффициенты Фурье разложения пространственной зависимости изучаемой магнитной конфигурации. Отмечается возможность применения описанного метода для изучения пространственных магнитных конфигураций типа периодических доменных структур и другие. Эксперимент осуществлен на импульсном реакторе ИБР-30 ОИЯИ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Korneev D.A.

P3-84-611

Fourier-Analysis of Space-Periodical Configurations Using Polarized Neutrons

It is experimentally proved, that from the spectral dependence of spin-reverse probability of a neutron moving through space-periodical magnetic field it is possible to determine the Fourier coefficients of expansion of space dependence of the magnetic configuration under study. The possibility to apply the method to studying domain structure and others is pointed out. The experiment was carried out on the JINR IBR-30 pulsed reactor.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984