

лярных ориентациях вектора поляризации. Соотношение (10) показывает также, что источником поляризованных нейтронов может служить чисто магнитное рассеяние на антиферромагнитной структуре, в отличие от обычного способа получения поляризованного пучка за счет суперпозиции ядерного и магнитного рассеяния на ферромагнитном кристалле. Отметим в заключение, что эффекты неупругого рассеяния нейтронов на спиновых волнах детально рассматриваются в [9], а на нелинейных возбуждениях (солитонах) — в обзоре [12].

Список литературы

1. Halpern O, Johnson M H *Phys. Rev. B* **55** 898 (1939)
2. Изюмов Ю А, Найш В Е, Озеров Р П *Нейтроннография магнетиков* (М.: Атомиздат, 1981)
3. Изюмов Ю А *УФН* **131** (3) 387 (1980)
4. Oles A et al. *Magnetic Structures Determined by Neutron Diffraction* (Warszawa: Panstwowe Wydawn. Naukowe, 1976)
5. Oles A et al. *Magnetic Structures Determined by Neutron Diffraction. Description and Symmetry Analysis* (Krakow, 1984)
6. Сикора В *Пакет программ для вычисления магнитных мод кристаллов для симметричного анализа магнитных структур* (Краков, 1996)
7. Dul M et al. *Computer Data Base of Magnetic Structures-Preliminary Presentation and Panel Discussion in Extended abstracts for Workshop on Application of Symmetry Analysis to Diffraction Investigations* (Krakow, July 6–9, 1996)
8. Изюмов Ю А *УФН* **144** (3) 439 (1984)
9. Изюмов Ю А *Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах* (М.: Энергоатомиздат, 1987)
10. Изюмов Ю А, Черноплеков Н А *Нейтронная спектроскопия* (М.: Энергоатомиздат, 1983)
11. Изюмов Ю А, Малеев С В *ЖЭТФ* **41** 1644 (1961)
12. Изюмов Ю А *УФН* **155** (4) 553 (1988)

PACS number: 61.12.-q

Нейтронное рассеяние и исследования по физике твердого тела в ПИЯФ

С.В. Малеев

1. Введение

После решения о строительстве в Гатчине реактора на базе Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе (ФТИ) возник вопрос о поисках своей области исследования вещества с помощью рассеяния нейтронов. Это было во второй половине 50-х годов и в СССР практически не было соответствующего опыта. Вместе с тем существовал теоретический задел очень высокого уровня. Я имею в виду работы А.И. Ахиезера и И.Я. Померанчука [1]. Кроме того, в ФТИ имелась высококласная теоретическая школа исследования процессов, связанных с рассеянием поляризованных частиц, и по предложению И.М. Шмушкевича автор занялся проблемой рассеяния поляризованных нейтронов в магнетиках. Приблизительно в это же время в ФТИ пришел Г.М. Драбкин. Он выбрал поляризованные нейтроны главным инструментом соответствующих исследований. Этот выбор оказался очень удачным.

До сих пор рассеяние поляризованных нейтронов остается одним из главных направлений исследовательских работ, проводимых в ПИЯФ РАН. Вместе с тем, за прошедшее время естественным образом возникли другие направления исследования, такие как порошковая дифрактометрия высокого разрешения и магнитная нейтронография. Начинает развиваться нейтронная рефрактометрия. Об уровне нейтронных исследований в институте говорит

тот факт, что на Европейской конференции по нейтронному рассеянию (октябрь 1996 г.) приняло участие 17 сотрудников ПИЯФ и для них было выделено 12 зарубежных грантов. Приятно отметить, что в конференции участвовало 8 молодых сотрудников института. В ПИЯФ также создается разнообразное оборудование для нейтронных исследований (поляризаторы, нейтронотводы, флипперы и др.), которое используется во многих зарубежных нейтронных лабораториях. Ниже приведены примеры использования нейтронов в ПИЯФ для решения проблем физики твердого тела. Ими далеко не исчерпываются полученные за эти годы результаты. Их выбор в какой-то степени является субъективным и связан с краткостью этой статьи.

2. Структурная нейтронография

В лаборатории В.А. Трунова создан оригинальный фурье-дифрактометр высокого разрешения, по своим параметрам сравнимый с приборами, установленными на высокопоточных реакторах и импульсных источниках нейтронов (ILL, Арагон, RAL) [2]. На этой установке выполнено большое количество структурных исследований различных классов веществ, таких как формиаты $(\text{Re}(\text{DCOO}))_3$, где $\text{Re} = \text{Y}, \text{Ce}, \text{Sm}, \text{La}, \text{Tb}, \text{Tm}$) [3], гексабориды Re^{11}B_6 ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ce}, \text{Sm}, \text{La}, \text{Nd}$) [4–6], высокотемпературные сверхпроводники [7, 8], а также изучались эффекты термообработки инструментальной стали. Я проиллюстрирую эти исследования только примером гексаборитов. Для соединения SmB_6 , используя смесь изотопов ^{152}Sm и ^{154}Sm , удалось полностью подавить когерентное рассеяние самария и изучать подсистему бора в чистом виде [4]. В результате была обнаружена большая концентрация вакансий бора ($\sim 4\%$) и измерены его тепловые факторы. Накопленный опыт позволил исследовать весь ряд ReB_6 и определить тепловые факторы как бора, так и металлов [5]. Оказалось, что последние хорошо описываются моделью Эйнштейна.

Магнитные структуры исследуются в лаборатории В.П. Плахтия. Открытие слабого антиферромагнетизма ортоферрита иттрия [9], по-видимому, является наиболее ярким из полученных результатов. Использование по обстоятельству, что магнитное рассеяние нейтронов сопровождается переворотом их спина, авторам удалось выделить компоненту брэгговского рассеяния, связанную со слабым антиферромагнетизмом. Оказалось, что отношение слабой компоненты спина к основной равно $1,93(18) \times 10^{-2}$.

В последнее время во всем мире интенсивно развиваются исследования свойств тонких пленок и многослойных структур. Это связано как с проблемой гигантского магнитосопротивления, так и с перспективами использования таких систем в качестве запоминающих устройств. В связи с этим необходимо изучать реальные структуры многослойных систем. При их приготовлении методом напыления возникают флуктуации рельефа межслойных поверхностей, изучение которых возможно, в основном, только методами отражения и рассеяния нейтронов и рентгеновских лучей. При этом поляризованные нейтроны позволяют изучать магнитные свойства многослоев. Такие работы были начаты в нашем институте [10]. Изучалось незеркальное отражение нейтронов от системы, состоящей из чередующихся слоев титана и кобальта. Снятая карта интенсивностей показана на рис. 1. Кроме линии зеркального отражения ($\alpha' = \alpha$) с квазибрэгговским пиком при $\alpha = (\lambda/2d) = \alpha_B/2$, где $d = 75 \text{ \AA}$ — период структуры, видно также брэгговское рассеяние вдоль линии $\alpha + \alpha' = \alpha_B$, свидетельствующее о существовании корреляции шероховатостей в направлении, перпендикулярном слоям (конформная шероховатость).

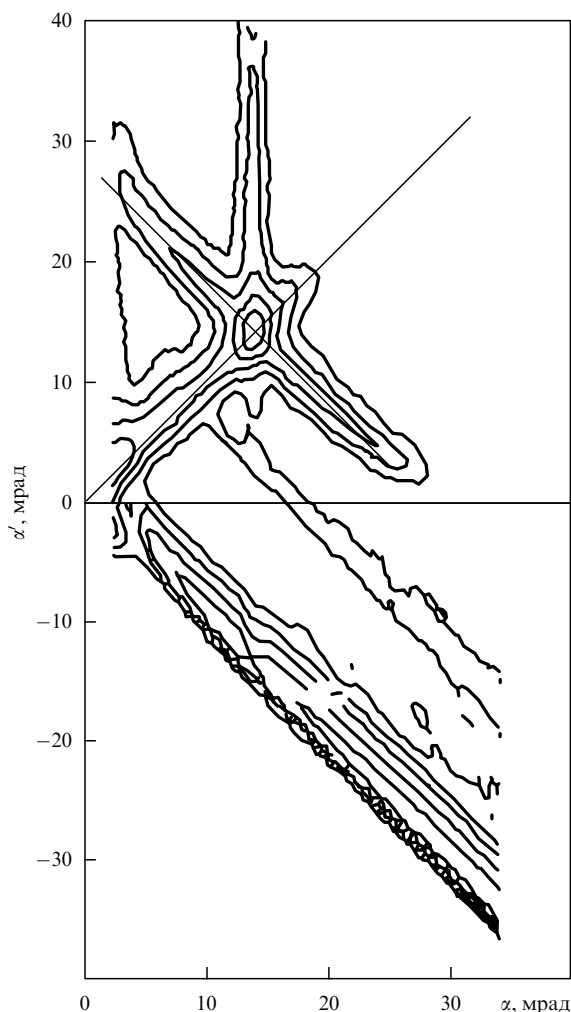


Рис. 1. Карта интенсивностей отражений от системы, состоящей из 20 пар слоев Ti и Co (толщина каждого слоя 37 Å).

3. Неупругое рассеяние

В настоящее время на реакторе ВВР-М имеется только один трехосный спектрометр "Нейтрон II", принадлежащий ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Полученные на нем результаты я проиллюстрирую примером изучения динамики решетки сегнетоэлектрика — релаксора $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{1/3}\text{O}_3$ [11]. При исследовании низколежащих акустических мод была обнаружена их странная зависимость от узла обратной решетки. Это указывало на сильную нелинейность решетки в длинноволновом пределе. На основании анализа этих данных было предсказано существование дополнительной мягкой моды в узкой окрестности центра зоны Бриллюэна, которая затем была действительно обнаружена. При понижении температуры эта мода превращается в центральный пик, обусловленный сегнетоактивными локальными деформациями решетки.

Очень интересны результаты группы В.П. Плахтия по исследованию антиферромагнитных гранатов, в которых существуют системы магнитных подрешеток, не взаимодействующих в приближении молекулярного поля. Так, в соединении $\text{Mn}_3\text{Cr}_2\text{Se}_3\text{O}_{12}$ обнаружено наличие двух температур Нееля $T_N = 5,1$ К и 3,9 К в подрешетках хрома и марганца соответственно [12]. Е.Ф. Шендер показал, что спиновые волны и, в частности, нулевые колебания должны

приводить к флуктуационному взаимодействию подрешеток [13], которое их выстраивает друг относительно друга (возникает порядок из беспорядка) [14–17] и снимает вырождение акустических ветвей спиновых волн при $\mathbf{k} = 0$. Возникает квантовая щель, обнаруженная в работе [14].

4. Поляризованные нейтроны. Общие замечания

Поляризация нейтронов $\mathbf{P} = \langle \sigma \rangle$ — трехмерный t -нечетный аксиальный вектор. Измеряются зависимость сечения от начальной поляризации \mathbf{P}_0 и поляризация после рассеяния. Полный опыт состоит в следующем: задается начальная поляризация \mathbf{P}_0 в трех взаимно перпендикулярных направлениях и измеряются три компоненты поляризации после рассеяния. Этот так называемый трехмерный анализ поляризации впервые был осуществлен А.И. О कोरोковым с сотрудниками [15]. Однако он требует большого потока нейтронов. Поэтому обычно измеряют сечения рассеяния без переворота и с переворотом спина [16]. Эта методика основана на теоретической работе Ю.А. Изюмова и автора [17].

5. Взаимодействие нейтронов с крупномасштабными магнитными неоднородностями

В опытах по рассеянию обычно исследуются магнитные неоднородности размера $\delta \lesssim 10^{-5} - 10^{-6}$ см. Вместе с тем в ряде случаев надо изучать неоднородности большого размера. Это можно сделать, измеряя поляризацию пучка нейтронов, прошедшего образец без заметного отклонения. В случае больших неоднородностей ($\delta \gtrsim 1$ мм) при прохождении пучка нейтронов их вектор поляризации поворачивается из-за прецессии в поле неоднородностей. Сканируя образец тонким пучком и измеряя поворот поляризации с помощью трехмерного анализа, в ряде случаев удастся восстановить распределение намагниченности внутри образца. Для неоднородностей меньшего размера (10^{-1} см $> \delta > 10^{-5}$ см) такой метод неприменим, но возникает деполяризация нейтронов, которая также дает весьма детальную информацию относительно магнитных неоднородностей.

6. Визуализация захваченного поля в сверхпроводящей керамике [18]

Сверхпроводящая керамика является джозефсоновской средой, моделирующей жесткий сверхпроводник второго рода с $H_{c1} \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ Э. Методом сканирования пучком поляризованных нейтронов вдоль оси x изучалось распределение захваченного поля в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Образец охлаждался ниже T_c в нулевом поле, затем поле прикладывалось по оси z , поворачивалось на угол Φ в плоскости (zy) и выключалось. Распределение среднего захваченного поля в зависимости от x , показанное на рис. 2, находится в качественном согласии с теорией Бина [19]. Направление поля тоже зависит от x . Это свидетельствует о том, что макроскопические сверхпроводящие токи имеют компоненты как перпендикулярные вектору индукции, так и параллельные ему.

7. Деполяризация нейтронов

В случае мелких магнитных неоднородностей поляризация прошедшего через образец пучка изменяется в результате случайных поворотов спинов и пучок деполяризуется [20]. Но взаимодействуя с неоднородностью размером δ , нейтрон изменяет свой импульс на величину порядка \hbar/δ , т.е. рассеивается. В результате прошедший пучок содержит нейтроны, испытавшие малоугловое магнитное рассеяние, не разрешаемое установкой [21]. Поляризация при магнит-

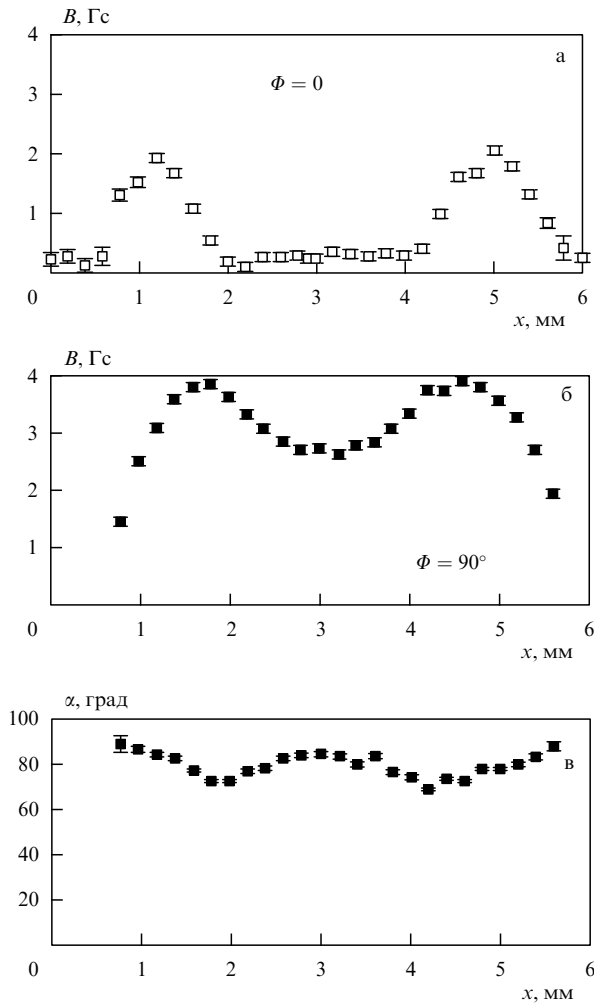


Рис. 2. Зависимость от глубины x среднего поля в образце (а, б) и его направления (в) при $T = 60$ К, $H = 7,5$ Э.

ном рассеянии на неоднородностях имеет вид [21]

$$\mathbf{P} \propto \langle \mathbf{M}_q(\mathbf{M}_q, \mathbf{P}_0) \rangle - \langle \mathbf{M}_q, \mathbf{M}_{-q} \rangle \mathbf{P}_0,$$

где $\mathbf{M}_q = \mathbf{m}_q - (\mathbf{m}_q, \mathbf{q})\mathbf{q}/q^2$ — перпендикулярная переданному импульсу \mathbf{q} компонента Фурье намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r})$. В результате оказывается, что деполяризация зависит от взаимной ориентации векторов скорости нейтрона, \mathbf{P}_0 и от магнитной анизотропии образца. Для магнитоизотропного образца нейтроны, поляризованные вдоль и перпендикулярно их скорости, деполяризуются по-разному, причем $\ln \Gamma_{\perp} / \ln \Gamma_{\parallel} = 3/2$, где $\Gamma_{\perp, \parallel} = P_{\perp, \parallel} / P_{0, \perp, \parallel}$. Для анизотропных образцов такого соотношения нет и деполяризация сильно зависит от взаимной ориентации скорости, \mathbf{P}_0 и анизотропии. Это явление исследовалось для сплава $\text{Pd}_{0.96}\text{Fe}_{0.04}$ вблизи от $T_c = 120$ К, анизотропия создавалась внешним давлением.

Деполяризация прошедшего пучка описывается выражением

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 \exp\left(-\frac{L}{l_{\psi}}\right),$$

где L — толщина образца, l_{ψ} — длина свободного пробега для рассеяния в пределах прямого пучка. Вместе с тем,

ослабление прошедшего пучка нейтронов за счет рассеяния вне его пределов имеет вид

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{L}{l}\right),$$

где l — соответствующая длина свободного пробега. Если основное рассеяние происходит вне прямого пучка, то $l \ll l_{\psi}$. Так это или нет, экспериментально изучалось для ферромагнитного инвара $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_{25}$ в окрестности точки Кюри [23]. Было показано, что с понижением температуры выше T_c l_{ψ} становится значительно больше l . Другими словами, возникает очень сильное магнитное рассеяние на неоднородностях значительно большего размера, чем радиус критических флуктуаций. Эта проблема "второго масштаба" в настоящее время интенсивно обсуждается в литературе (см., например, [24]).

Таким образом, нейтронная деполяризация — это метод изучения магнитных неоднородностей, достоинством которого являются простота, светосильность и возможность изучения области размеров, недоступных для обычного рассеяния.

8. Спиновая киральность

Это понятие возникло в применении к спиральным магнетикам (Ho, Tb, CsMnB₃ и т.д.), структура которых описывается выражением

$$\mathbf{S}_R = a \cos \mathbf{kR} + b \sin \mathbf{kR}.$$

Киральностью называется произведение $[\mathbf{a} \times \mathbf{b}]$ или в общем случае $\mathbf{S}_{R_1} \times \mathbf{S}_{R_2}$ [25]. Статическую киральность можно изучать по зависимости сечения упругого рассеяния от \mathbf{P}_0 (см. ниже). Флуктуации киральности описываются четырехспиновой корреляционной функцией, и метод их изучения пока не известен. Как показано в [26, 27], если образец помещен в магнитное поле, то возникает зависимость неупругого сечения рассеяния от поляризации нейтронов, которая выражается через проекцию оператора киральности на намагниченность образца, названную в [27] динамической киральностью. В слабых полях она проявляется в тех областях (\mathbf{q}, ω) пространства и T , где система становится мягкой и сильно нелинейной.

Исследования динамической киральности оказались очень плодотворными в случае малоуглового рассеяния в ферромагнетиках, где благодаря интегральному методу [26] удалось продвинуться в область малых переданных импульсов q и энергий ω , недоступных обычным методам нейтронной спектроскопии. Зависимость киральной части рассеяния от \mathbf{P}_0 позволяет легко отделять неупругое магнитное рассеяние от сильного ядерного. На рисунке 3 показано такое разделение для аморфного ферромагнетика $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{10}\text{P}_{18}$. Этим методом удалось найти коэффициент жесткости спиновых волн вблизи от T_c [28]. В дальнейшем изучение кирального рассеяния в этом же веществе дало возможность определить коэффициент жесткости спиновых волн, их затухание и величину дипольного взаимодействия при низких температурах [29].

Киральное рассеяние в железе при $T = T_c + 1$ К позволило изучить переход от обменной критической динамики к дипольной [30]. Стандартными методами нейтронной спектроскопии этот переход к дипольной динамике обнаружен не был из-за малости соответствующих величин q и ω .

В ферромагнетиках киральность не является существенной (критической) переменной. Вместе с тем, в треугольных антиферромагнетиках (CsMnBr₃ и др.) киральность — существенная переменная [25], и изучение динамической киральности позволяет получить принципиально новую

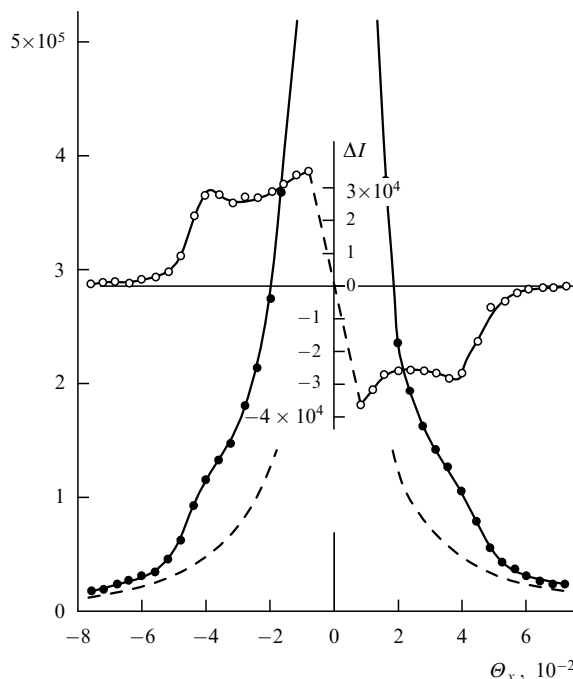


Рис. 3. Выделение киральной части малоуглового рассеяния в $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{10}\text{P}_{18}$: — — — контур прямого пучка, • — полное малоугловое рассеяние, ○ — киральное рассеяние.

информацию. Такие эксперименты планируются группой В.П. Плахтия.

9. Статическая киральность

В центросимметричных кристаллах оба направления винта спиновой спирали энергетически эквивалентны. В результате средняя статическая киральность образца $\langle \mathbf{K} \rangle$ оказывается нулем и зависимость сечения рассеяния от поляризации \mathbf{P}_0 исчезает. Было предложено несколько способов приготовления образцов с $\langle \mathbf{K} \rangle \neq 0$. В частности, в [31] показано, что не сохраняющее четность слабое взаимодействие может выстроить спирали. Поиски этого эффекта в лаборатории В.П. Плахтия не привели к успеху. Однако в процессе исследования было обнаружено, что пластическая деформация кручения приводит к неравной заселенности правых и левых спиралей на уровне порядка 2×10^{-2} . Это явление можно понять, только если допустить существование нового взаимодействия между деформацией круче-

ния и спиновой киральностью, которое феноменологически можно представить в виде

$$W = \sum_{\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2} g(\mathbf{R}_{12}) [\mathbf{S}_{\mathbf{R}_1} \times \mathbf{S}_{\mathbf{R}_2}] \text{rot}(\mathbf{U}_{\mathbf{R}_1} - \mathbf{U}_{\mathbf{R}_2}),$$

где $\mathbf{U}_{\mathbf{R}}$ — смещение \mathbf{R} узла решетки в результате деформации.

Резюмируя сказанное выше, можно утверждать, что в ПИЯФ имеется весьма квалифицированная школа нейтронного рассеяния. За время ее работы получено много результатов. Однако будущее этой школы неясно. Реактор ВВР-М работает в институте с 1959 г., и в настоящее время его возраст близок к предельному. Перспективы завершения строительства высокопоточного реактора "ПИК", к сожалению, туманны.

Список литературы

1. Ахиезер А И, Померанчук И Я *Некоторые вопросы теории ядра* (М.—Л.: ГТТЛ, 1950)
2. Antson O K et al. *Physica B* **156–157** 567 (1989)
3. Bolotovskiy R L et al. *Solid St. Commun.* **76** 1045 (1990)
4. Trounov V et al. *J. Appl. Cryst.* **24** 142 (1991)
5. Чернышев Д Ю и др. *ФТТ* **36** 1078 (1996)
6. Трунов В А и др. *ФТТ* **36** 26487 (1994)
7. Trounov V A et al. *Physica C* **197** 123 (1992)
8. Trounov V A et al. *Physica C* **227** 285 (1994)
9. Plakhty V P, Chernenkov Yu P, Bedrizova M N *Solid St. Commun.* **47** 309 (1983)
10. Syromyatnikov B N et al. *Physica B* (1997) (in print)
11. Naberezhnev A L, Okuneva N M, Vakhrusheva S B *International Seminar on Relaxor Ferroelectrics* (Dubna, 1996) p. 33
12. Голосовский И В и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 461 (1976)
13. Шендер Е Ф *ЖЭТФ* **83** 326 (1982)
14. Bruckel Th et al. *Z. Phys. B* **72** 477 (1988)
15. Окорочков А И и др. *ЖЭТФ* **69** 590 (1975)
16. Moon R M, Riste T, Koehler W C *Phys. Rev.* **181** 920 (1969)
17. Изюмов Ю А, Малеев С В *ЖЭТФ* **41** 1644 (1961)
18. Akselrod L et al. *Phys. Rev. B* (in print)
19. Bean C P *J. Appl. Phys.* **41** 2482 (1970)
20. Halpern O, Holstein T *Phys. Rev.* **59** 960 (1941)
21. Малеев С В, Рубан В А *ЖЭТФ* **62** 416 (1972); *ФТТ* **18** 2283 (1976)
22. Аксельрод Л А и др. *ЖЭТФ* **18** 129 (1980)
23. Grigor'ev S V et al. *Phys. Rev. B* (1997) (in print)
24. Altarelli M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3840 (1995)
25. Kawamura M *J. Phys. Soc. Jpn.* **61** 1299 (1991)
26. Лазута А В и др. *ЖЭТФ* **81** 269 (1983)
27. Maleyev S V *Phys. Rev. Lett.* **75** 4682 (1995)
28. Окорочков А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **43** 390 (1986)
29. Toperverg B P et al. *Physica B* **183** 326 (1993)
30. Окорочков А И и др. *ЖЭТФ* **81** 1462 (1981)
31. Жижимов О Л, Хриплович И Б *ЖЭТФ* **81** 342 (1983)
32. Federov V I et al. *Phys. Lett. A* **224** 372 (1997)