

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ КРИСТАЛЛОВ NaCl

В. И. Альшиц, Н. Н. Беккауер, А. Е. Смирнов\*, А. А. Урусовская\*

*Институт кристаллографии Российской академии наук  
117333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 июня 1998 г.

Обнаружено существенное влияние постоянного магнитного поля на макропластичность кристаллов NaCl при их активной деформации с постоянной скоростью  $\dot{\epsilon} = \text{const}$  непосредственно в процессе магнитной обработки. Измерены зависимости предела текучести  $\sigma_y$  от магнитной индукции  $B = 0-0.48$  Тл и скорости деформирования  $\dot{\epsilon} = 1.4 \cdot 10^{-5} - 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Показано, что магнитное влияние имеет пороговый характер и наблюдается лишь при  $B > B_c$ , где  $B_c$  возрастает с увеличением  $\dot{\epsilon}$  пропорционально  $\sqrt{\dot{\epsilon}}$ . Чем ниже скорость  $\dot{\epsilon}$ , тем больше относительное уменьшение предела текучести  $\sigma_y(B)/\sigma_y(0)$  при фиксированном поле  $B > B_c$ . На достаточно малых скоростях  $\dot{\epsilon}$  пороговое поле  $B_c$  перестает зависеть от  $\dot{\epsilon}$ , выходя на константу. Предложена теоретическая модель, хорошо согласующаяся с наблюдаемыми закономерностями. В основе модели лежит рассмотрение конкуренции между процессами термоактивационного и магнитостимулированного открепления дислокаций от парамагнитных примесных центров.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Первоначально магнитопластический эффект был обнаружен в кристаллах NaCl на микропластическом уровне в виде перемещений дислокаций в образцах, помещенных в постоянное магнитное поле при отсутствии механической нагрузки [1]. Последующие исследования, выполненные рядом независимых групп [2–10], позволили связать это явление с откреплением дислокаций от парамагнитных примесей в магнитном поле. Возникающие в результате такого открепления макроскопические перемещения дислокаций на десятки и сотни микрон, происходящие под действием далекодействующих внутренних напряжений, по существу представляют собой проявление магнитостимулированной релаксации дислокационной структуры. Конкретный физический механизм элементарного акта открепления дислокации от парамагнитного примесного центра пока окончательно не выяснен. По-видимому, речь идет о спин-зависимых переходах в магнитном поле, разрушающих энергетические барьеры [2–10]. Процессы этого типа играют значительную роль во многих явлениях [11]. В частности, именно с ними принято связывать влияние магнитного поля на скорость химических реакций [12]. Гипотеза о спин-зависимых процессах на дислокациях в магнитном поле и вытекающие из нее следствия хорошо согласуются с многочисленными экспериментальными данными и подробно обсуждаются в цитированных выше публикациях [2–10]. Мы не будем здесь на этом останавливаться. Отметим только, что магнитная поляризация дислокационных ядер в кристаллах NaCl и KCl была экспериментально обнаружена [13] задолго до магнитопластического эффекта.

\* E-mail: public@mechan.incr.msk.su

Одним из важных достижений последних лет, позволяющих рассчитывать на практическое использование магнитоэластического эффекта, стало обнаружение его макропластических проявлений. Оказалось, что в щелочно-галогидных кристаллах магнитное поле существенно изменяет уровень деформационного упрочнения [14], предел текучести [15, 16] и даже микротвердость [17]. Так, например, согласно [15], в кристаллах LiF, деформируемых с достаточно малой скоростью ( $\dot{\epsilon} \leq 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ ) в постоянном магнитном поле, превышающем некоторый порог ( $B \geq 0.3 \text{ Тл}$ ), предел текучести снижается вдвое, протяженность всех стадий на кривой деформации заметно сокращается и деформационное упрочнение на стадии II уменьшается, а на стадии III, напротив, возрастает.

В настоящей работе мы проводим аналогичное исследование на кристаллах NaCl. Будет показано, что в этих кристаллах магниточувствительность кривых  $\sigma(\epsilon)$  проявляется в более широком интервале скоростей деформации и при более низком пороге  $B_c$ . Это позволит нам существенно повысить информативность данных по магнитному влиянию на макропластичность кристаллов и предложить их теоретическую интерпретацию. Заметим, что указанная интерпретация носит «кинематический» характер и построена на конкуренции термоактивированных и магнитостимулированных процессов открепления дислокаций от точечных дефектов. При этом для нас будет существенным не микромеханизм магнитного открепления, а факт самого существования такого открепления, надежно установленный в многочисленных опытах на уровне индивидуальных дислокаций вместе с эмпирической зависимостью времени, необходимого для подобного открепления, от магнитного поля.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектом исследования служили номинально чистые кристаллы NaCl, выращенные в ЛОМО без специально введенных примесей. Суммарное содержание примесей в кристаллах не превышало  $10^{-3}$  вес.%. Изучались образцы двух типов: 1) неотожженные, выколотые по плоскости спайности из состаренных при комнатной температуре кристаллов, и 2) отоженные, выколотые из предварительно  $\gamma$ -облученных кристаллов. Типичные размеры образцов составляли примерно  $2.5 \times 2.5 \times 8 \text{ мм}^3$ .

Механические испытания сжатием проводились на той же установке, что и в [15], с пуансонами, изготовленными из кристаллов корунда ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Магнитное поле создавалось путем надвигания на образец постоянного магнита с раздвижными полюсами. Максимальное значение магнитной индукции составляло 0.48 Тл. Исследованы форма кривых деформации  $\sigma(\epsilon)$ , а также зависимость предела текучести  $\sigma_y$  от магнитной индукции  $B$  в интервале 0–0.48 Тл при скоростях деформации  $\dot{\epsilon}$  от  $1.4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  до  $1.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Для кривых деформации кристаллов NaCl характерен нечетко выраженный предел текучести. В связи с этим величина  $\sigma_y$  оценивалась как напряжение, при котором происходит отклонение кривой  $\sigma(\epsilon)$  от начального прямолинейного хода.

Естественно, каждая кривая деформации снимается на отдельном образце и отражает не только общие, но и индивидуальные свойства испытуемого кристалла. В связи с этим неизбежен определенный разброс величины предела текучести  $\sigma_y$ , измеренного на серии образцов при одинаковых условиях. Обычно этот разброс значительно меньше при работе с отоженными образцами, характеризующимися более однородной и стабилизированной начальной дислокационной структурой (см. кривые 3 на рис. 1а).

К сожалению, ввиду недостаточного количества отожженных образцов, имевшихся в нашем распоряжении, у нас не было возможности дублировать все измерения на них при одинаковых условиях. Зато на более «опасных» с рассматриваемой точки зрения неотожженных кристаллах каждое измерение кривой деформации  $\sigma(\epsilon)$  при фиксированных параметрах  $\dot{\epsilon}$  и  $B$  дублировалось на нескольких образцах. Соответствующий разброс значений предела текучести  $\sigma_y$ , отраженный на рис. 2б в виде экспериментальных погрешностей, как увидим, заметно ниже наблюдаемых магнитных эффектов даже для неотожженных кристаллов.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1 показаны кривые деформирования сжатием со скоростью  $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  отожженных (а) и неотожженных (б) образцов в отсутствие магнитного поля (кривые 1) и под действием магнитного поля  $B = 0.48 \text{ Тл}$  (кривые 2). На рис. 1а приведены также кривые 3, снятые на двух разных образцах при  $B = 0.2 \text{ Тл}$  и демонстрирующие хорошую воспроизводимость кривых  $\sigma(\epsilon)$  на отожженных образцах. Как видно из рис. 1б, последняя значительно хуже для неотожженных образцов. Как и следовало ожидать, отожженные образцы более мягкие — их начальный (при  $B = 0$ ) уровень предела текучести почти вдвое ниже, чем у неотожженных образцов. Соответственно, первые оказываются более чувствительными к магнитному полю, чем вторые. При увеличении индукции  $B$  от нуля до  $0.48 \text{ Тл}$  предел текучести отожженных образцов снижается примерно втрое, тогда как у неотожженных при этой скорости деформации — на 20–25%. Кроме того, все стадии пластического течения отожженных образцов в магнитном поле заметно сокращаются по интервалу как деформаций, так и напряжений, т. е. магнитное поле ускоряет смену стадий деформации этих кристаллов. С другой стороны, как видно из рис. 1б, при деформировании неотожженных образцов в магнитном поле сокращение стадий на кривых деформации заметно выражено лишь в шкале напряжений

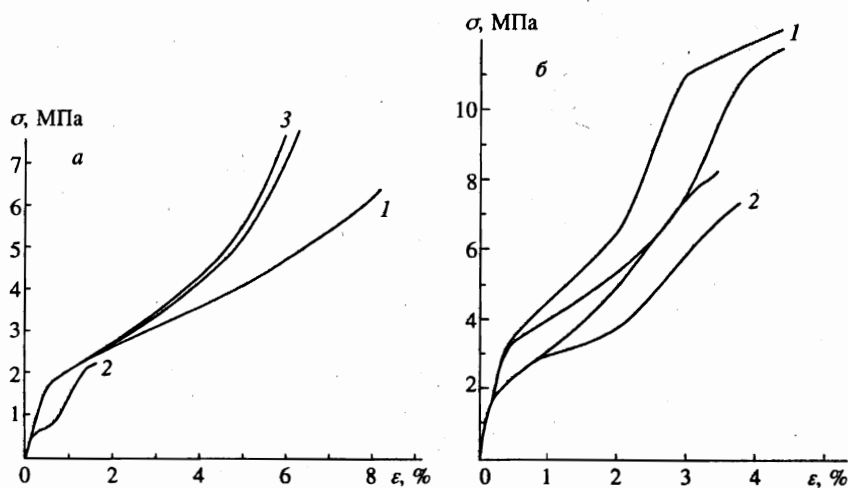


Рис. 1. Кривые деформации отожженных (а) и неотожженных (б) кристаллов NaCl, полученные при сжатии в магнитных полях  $B = 0$  (1),  $0.48 \text{ Тл}$  (2) и  $0.2 \text{ Тл}$  (3);  $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$

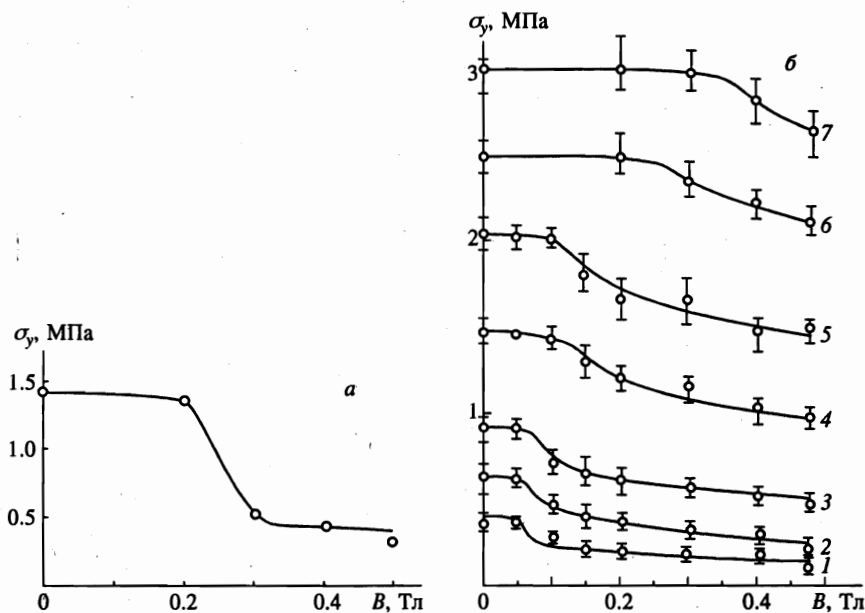


Рис. 2. Зависимости предела текучести от магнитной индукции для отожженных (*a*,  $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ) и неотожженных (*б*) кристаллов NaCl, сжатых при скоростях деформации  $\dot{\epsilon} = 1.4 \cdot 10^{-5}$  (1),  $2 \cdot 10^{-5}$  (2),  $3 \cdot 10^{-5}$  (3),  $7.3 \cdot 10^{-5}$  (4),  $1.75 \cdot 10^{-4}$  (5),  $5 \cdot 10^{-4}$  (6) и  $1.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  (7)

(в частности, и в уменьшении предела текучести).

На рис. 2 изображены зависимости предела текучести от магнитного поля для отожженных (*a*) и неотожженных (*б*) кристаллов. В случае отожженных образцов эта зависимость носит явно выраженный трехстадийный характер. На первой стадии при  $B$  меньше некоторого порогового значения  $B_c$  величина  $\sigma_y$  остается постоянной и не обнаруживает чувствительности к магнитному полю. На второй стадии в достаточно узком интервале справа от порога ( $B \geq B_c$ ) наблюдается резкое уменьшение предела текучести. И, наконец, на третьей стадии при  $B > B'_c$  величина  $\sigma_y$  в пределах ошибки эксперимента остается практически постоянной, хотя и имеет некоторую тенденцию к медленному снижению.

В случае неотожженных кристаллов имеет место более плавное уменьшение предела текучести с ростом  $B$  при  $B > B_c$ . Трехстадийность хода зависимости  $\sigma_y(B)$  четко проявляется лишь при низких скоростях сжатия. Проведенные на этих кристаллах исследования при разных скоростях деформации в интервале  $1.4 \cdot 10^{-5} - 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  обнаружили существенное увеличение магнитного влияния на предел текучести при уменьшении скорости деформации. Из рис. 2б следует, что при этом наблюдается значительное понижение как магнитного порога  $B_c$  (примерно в шесть раз), так и отношения  $\sigma_y(B_m)/\sigma_y(0)$ , где  $B_m = 0.48 \text{ Тл}$ .

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как мы уже отмечали, по независимым данным, полученным на основании исследования микропластичности тех же кристаллов, роль магнитного поля в их пластификации сводится к откреплению дислокаций от точечных дефектов. Рассмотрим активную деформацию кристалла со скоростью  $\dot{\epsilon} = \text{const}$  в магнитном поле  $B$  в рамках упрощенной модели, предполагая, что предел текучести  $\sigma_y$  при  $B = 0$  лимитируется одинаковыми магниточувствительными примесными центрами, сосуществующими с более редкими препятствиями, на которые магнитное поле не влияет. При заданном уровне магнитного поля  $B$  время  $\tau_B$  открепления дислокации от стопоров первого сорта в результате спин-зависимых переходов пропорционально  $B^{-2}$  [18], т. е.

$$\tau_B = \alpha B^{-2}. \quad (1)$$

Согласно [18], такие переходы, а значит, и подобное открепление возможны лишь при магнитных полях, превышающих некоторое пороговое поле  $B_c^{(0)}$ . С другой стороны, даже при  $B > B_c^{(0)}$  магнитное открепление дислокаций никак не проявит себя в макропластичности, если величина  $\tau_B$  (1) заметно превышает время термоактивационного отрыва дислокации

$$\tau_{th} = \tau_0 \exp \left[ \frac{U(\sigma)}{kT} \right] \quad (2)$$

от того же стопора под действием напряжения  $\sigma = \sigma_y$ , задаваемого скоростью деформации

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left[ -\frac{U(\sigma)}{kT} \right]. \quad (3)$$

В формулах (2), (3)  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана, а  $U(\sigma)$  — энергия активации преодоления магниточувствительных примесных центров при напряжении  $\sigma$ . Таким образом, кинетика деформирования диктует свой порог магниточувствительности макропластичности, поскольку условие  $\tau_B < \tau_{th}$  с учетом (1)–(3) эквивалентно неравенству

$$B^2 > \frac{\alpha}{\tau_0 \dot{\epsilon}_0} \dot{\epsilon}. \quad (4)$$

Иными словами, выраженное магнитное влияние на кривые деформации  $\sigma(\epsilon)$  в рассматриваемой модели должно наблюдаться лишь при  $B > B_c$ , где

$$B_c = \max \left\{ B_c^{(0)}, k\sqrt{\dot{\epsilon}} \right\}, \quad k = \sqrt{\alpha/\tau_0 \dot{\epsilon}_0}. \quad (5)$$

Другая, более удобная, форма записи зависимости порогового поля  $B_c$  от скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ , эквивалентная формуле (5), имеет вид

$$B_c = \begin{cases} B_c^{(0)}, & \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_m, \\ k\dot{\epsilon}^{1/2}, & \dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_m, \end{cases} \quad (6)$$

где  $\dot{\epsilon}_m = (B_c^{(0)}/k)^2$ . Сопоставление функции  $B_c(\sqrt{\dot{\epsilon}})$ , вытекающей из рассматриваемой модели, с экспериментальными точками, полученными обработкой измеренных

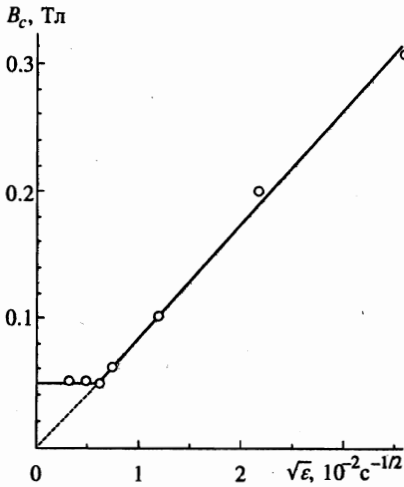


Рис. 3

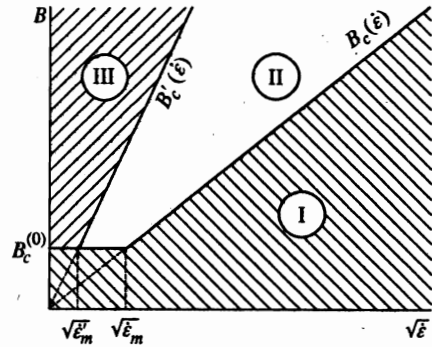


Рис. 4

Рис. 3. Сопоставление теоретической зависимости  $B_c(\sqrt{\dot{\epsilon}})$  (сплошная линия) с экспериментальными точками согласно данным рис. 2б

Рис. 4. Зависимости  $B_c(\dot{\epsilon})$  и  $B'_c(\dot{\epsilon})$ , а также зоны I, II и III физических параметров  $\{B, \dot{\epsilon}\}$ , отвечающие трем стадиям изменения предела текучести с ростом магнитной индукции

зависимостей  $\sigma_y(B)$  для серии скоростей деформирования  $\dot{\epsilon}$  неотожженных образцов (рис. 2б), представлено на рис. 3. Хорошее согласие предсказанного типа зависимостей (5), (6) с экспериментом свидетельствует в пользу предложенной выше физической схемы.

Согласно последней, при превышении магнитным полем порога  $B_c$  задержка дислокаций на стопорах первого типа в соответствии с формулой (1) быстро уменьшается с ростом  $B$ , и при достаточном уровне поля кристалл начинает вести себя так, как будто он очищен от этого сорта примесей и сопротивление движению дислокаций оказывают лишь значительно более редкие немагниточувствительные дефекты. Это происходит при переходе магнитной индукции через второй порог  $B = B'_c$ , отвечающий условию  $\tau_B = \tau'_{th}$ , где

$$\tau'_{th} = \tau'_0 \exp \left[ \frac{U'(\sigma)}{kT} \right] \tag{7}$$

— время термоактивационного отрыва дислокаций от стопоров второго типа. Величина  $B'_c$  определяется выражениями, аналогичными (5), (6) после замены в них

$$k \rightarrow k' = \sqrt{\alpha/\tau'_0 \dot{\epsilon}'_0}, \quad \dot{\epsilon}_m \rightarrow \dot{\epsilon}'_m = (B_c^{(0)}/k')^2.$$

На рис. 4 показаны соответствующие зависимости  $B_c(\dot{\epsilon})$  и  $B'_c(\dot{\epsilon})$ , а также зоны физических параметров  $\{B, \dot{\epsilon}\}$ , отвечающие наблюдаемым на рис. 2 трем стадиям изменения предела текучести с ростом магнитной индукции  $B$ . На первой стадии в области I ( $B < B_c$ ) преобладают термоактивационные процессы отрыва от всех типов дефектов.

На третьей стадии в области III ( $B > B'_c$ ) предел текучести лимитируется термоактивационным отрывом только от стопоров второго типа, нечувствительных к магнитному полю. При этом дислокации как бы «не замечают» первый тип примесей. Реальная зависимость предела текучести  $\sigma_y$  от магнитного поля в этой модели должна наблюдаться только в промежуточной области II на второй стадии. Как следует из рис. 4, ширина этой области по магнитному полю должна оставаться минимальной и не зависеть от скорости деформации, пока  $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}'_m = (B_c/k')^2$ . При скоростях  $\dot{\epsilon}$ , лежащих в интервале  $\dot{\epsilon}'_m < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_m = (B_c/k)^2$ , ширина области II увеличивается с ростом скорости  $\dot{\epsilon}$ . При этом левый край области остается на месте, а правый перемещается пропорционально  $\sqrt{\dot{\epsilon}}$ . Наконец, при самых больших скоростях  $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_m$  оба края промежуточной области перемещаются пропорционально  $\sqrt{\dot{\epsilon}}$ , а ее ширина может быть оценена как  $\Delta B \simeq (k' - k)\sqrt{\dot{\epsilon}}$ . Наблюдаемое на рис. 2б расширение с ростом скорости  $\dot{\epsilon}$  области  $\Delta B$ , в которой происходит основной спад предела текучести  $\sigma_y$ , качественно коррелирует с предложенной моделью. Впрочем, ширина ступеньки на зависимости  $\sigma_y(B)$ , конечно, может лимитироваться и другими факторами, не учтенными в использованной упрощенной схеме. Одним из таких факторов является наличие нескольких сортов магниточувствительных барьеров. Заметим, что даже в том случае, когда примесный состав этих стопоров однороден, одного разброса в размерах комплексов и/или длинах дислокационных сегментов между комплексами достаточно для появления дисперсии пороговых полей и активационных параметров. Из общих соображений ясно, что указанный разброс меньше в отожженных кристаллах. Возможно это и объясняет разницу в соответствующих ширинах областей II на экспериментальных кривых  $\sigma_y(B)$ , приведенных на рис. 2а и 2б.

Один из авторов (В. И. А.) благодарен Российскому фонду фундаментальных исследований за частичную финансовую поддержку (грант № 97-02-16327).

## Литература

1. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Т. М. Перекалина, А. А. Урусовская, ФТТ 29, 467 (1987).
2. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, Известия ВУЗов, Черная металлургия 10, 85 (1990).
3. М. И. Молоцкий, ФТТ 33, 3112 (1991).
4. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик, ФТТ 34, 155 (1992); 35, 320 (1993).
5. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, ФТТ 35, 1384 (1993).
6. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, and E. A. Petrzhik, Mat. Sci. Eng. A 164, 322 (1993).
7. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, O. L. Kazakova, E. Yu. Mikhina, and E. A. Petrzhik, J. Alloys Comp. 211/212, 548 (1994).
8. M. I. Molotskii, R. E. Kris, and V. Fleurov, Phys. Rev. B 51, 12531 (1995).
9. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, ЖЭТФ 111, 615 (1997).
10. V. I. Alshits, E. V. Darinskaya, O. L. Kazakova, E. Yu. Mikhina, and E. A. Petrzhik, Mat. Sci. Eng. A 234, 617 (1997).
11. Я. Б. Зельдович, А. Л. Бучаченко, Е. Л. Франкевич, УФН 155, 3 (1988).
12. А. Л. Бучаченко, Р. З. Сагдеев, К. З. Салихов, *Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях*, Наука, Новосибирск (1978).
13. E. J. Sharp and D. A. Every, Phys. Rev. 158, 511 (1967).
14. Ю. И. Головин, Р. Б. Моргунов, Письма в ЖЭТФ 61, 583 (1995).

15. А. А. Урусовская, В. И. Альшиц, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Письма в ЖЭТФ **65**, 470 (1997).
16. А. А. Урусовская, А. Е. Смирнов, Н. Н. Беккауер, Известия РАН, серия физ. **61**, 937 (1997).
17. Yu. I. Golovin, R. V. Morgunov, D. V. Lopatin, and A. A. Baskakov, Phys. Stat. Sol. (a) **160**, R3 (1997).
18. В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, О. Л. Казакова, Е. Ю. Михина, Е. А. Петржик, Письма в ЖЭТФ **63**, 628 (1996).