

© 1991

ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА НА ЭЛЕКТРОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ И ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ СВИНЦА

В. П. Лебедев, В. С. Крыловский

При растяжении моно- и поликристаллов высокочистого свинца наблюдали помимо снижения силы вязкого торможения дислокаций более высокий уровень деформационного упрочнения в сверхпроводящем состоянии по сравнению с нормальным за счет более интенсивной генерации структурных дефектов.

Исследования воздействия сверхпроводящего перехода на макроскопические деформационные характеристики чистых металлов и сплавов весьма обширны и достаточно полно отражены в обзорах и монографии [1-4]. Переход металла в сверхпроводящее состояние обычно сопровождается снижением деформирующего напряжения и уровня релаксирующего напряжения, увеличением деформации и скорости ползучести. Несмотря на то что при циклической смене состояний внешним магнитным полем ($H \geq H_k$ — критическое магнитное поле) в процессе нагружения материала не учитывали остаточный магнитный поток [5], оказалось возможным связать разупрочнение всех изученных металлов и сплавов со снижением силы электронного торможения дислокаций [1-4].

В то же время изучение [6-8] состояния дефектной структуры металла, сформированной в процессе нагружения в разных состояниях, позволило высказать предположение о более эффективной генерации искаженной кристалла при снижении концентрации нормальных электронов. В связи с этим помимо нахождения истинных значений скачков деформирующего напряжения, связанных с изменением состояния электронной системы при фазовом переходе в условиях включения и выключения $H \geq H_k$ с последующим полным устранением остаточного магнитного потока, необходимо изучение деформационного упрочнения металла при нагружении в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

Моно- и поликристаллический свинец (99.9996 % и $R_{300} \text{ к}/R_{4.2} \text{ к} = 1.4 \cdot 10^4$ ($B=0.1$ Тл) в виде плоскопараллельных пластин с размерами рабочей части $1 \times 4.5 \times 10$ мм и уширениями под захваты разрывной машины деформировали растяжением со скоростью $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ при 4.2 К. Погрешность в определении напряжения составила $\pm 10^4$ Па, а деформации $\pm 10^{-1}$ %. Изменение состояния осуществляли магнитным полем сверхпроводящего соленоида. Устранение остаточного магнитного потока из металла-сверхпроводника в процессе деформации производили кратковременным нагревом до $T > T_k$ (T_k — критическая температура сверхпроводящего перехода), который создавали импульсом электрического тока плотностью $10^8 - 10^{10} \text{ А/м}^2$ и длительностью $10^{-3} - 10^{-4} \text{ с}$ [9]. Электросопротивление материала измеряли по четырехточечной методике с чувствительностью $4 \cdot 10^{-11} \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Для изучения влияния состояния электронной системы на механические характеристики сверхпроводника может быть использовано деформирование металла только в нормальном или только в сверхпроводя-

щем состоянии, а также в условиях циклической смены состояний при наличии полного размагничивания материала.

При независимости плотности и распределения структурных дефектов от состояния электронной системы различие в деформирующем напряжении при нагружении металла только в одном из состояний должно в точности совпадать со скачками напряжений $\delta\tau_{нс}$, $\delta\delta_{нс}$, вызванными циклическим включением и выключением магнитного поля ($H \geq H_k$).

Результаты испытаний по этим схемам (рис. 1) наряду с ранее установленными закономерностями [2-4] позволили обнаружить ряд новых особенностей, которые заключаются в следующем.

При нагружении металла с фиксированным значением плотности нормальных электронов (раздельное деформирование в каждом состоянии) наблюдали, начиная с $\gamma \geq 15\%$ для монокристалла и $\epsilon \geq 6\%$ для поликристалла, более высокий уровень напряжения в сверхпроводящем состоянии по сравнению с нормальным ($\tau_c - \tau_n$, $\delta_c - \delta_n > 0$).

При циклическом включении ($H \geq H_k$) и выключении ($H=0$) магнитного поля де-

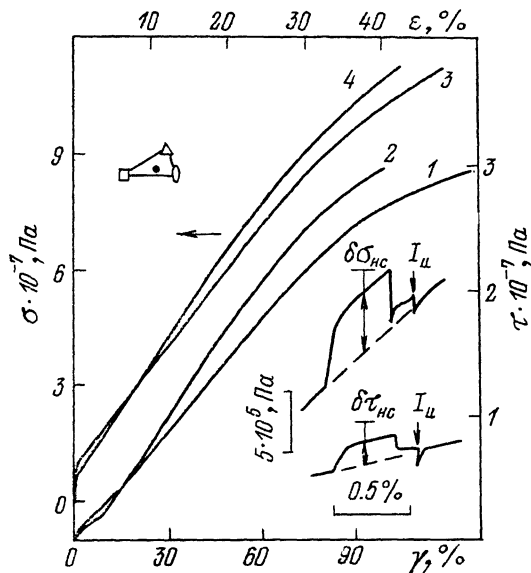


Рис. 1. Кривые деформационного упрочнения моно (1, 2)- и поликристаллического (3, 4) свинца, соответствующие нагружению в нормальном (1, 3) и сверхпроводящем (2, 4) состояниях.

На вставке — участки кривых $\tau(\gamma)$, $\sigma(\epsilon)$ со скачками напряжения $\delta\tau_{нс}$, $\delta\sigma_{нс}$; I_c — размагничивающий импульс электрического тока.

формирующее напряжение изменяется скачкообразно на $\delta\tau_{нс}$, $\delta\delta_{нс}$ (после размагничивания электрическим током изменение τ , δ при прямом и обратном переходе одинаково).

Практически во всем интервале деформаций $\tau_c - \tau_n \gg \delta\tau_{нс}$, $\delta_c - \delta_n \gg \delta\delta_{нс}$.

Величина предела текучести в нормальном состоянии больше, чем в сверхпроводящем; предел прочности с точностью до погрешности эксперимента (кривые $\tau(\gamma)$, $\delta(\epsilon)$ воспроизводятся с ошибкой $\pm 1\%$) остается неизменным, для коэффициента деформационного упрочнения выполнимо неравенство $\theta_{II} < \theta_{I}$, большая пластичность реализуется в случае более низкого коэффициента упрочнения ($\gamma_n^{макс} - \gamma_0^{макс} \approx 30\%$, $\epsilon_n^{макс} - \epsilon_0^{макс} \approx 5\%$).

Необходимо отметить, что более высокий уровень деформационного упрочнения в менее прочном с точки зрения силы электронной торможения дислокации сверхпроводящем состоянии отмечали ранее при релаксации напряжений [10] и активной деформации [11]. Косвенным доказательством упрочняющего действия нагружения в сверхпроводящем состоянии является возрастание напряжения пластического течения свинца и его сплавов при 77 и 300 К после дополнительного промежуточного отжига [12].

Таким образом, в сверхпроводящем состоянии, когда сила электронного торможения движущейся дислокации понижается за счет отключения куперовских пар из взаимодействия с кристаллической решеткой, после длительной деформации имеет место весьма существенное по сравнению с нормальным состоянием упрочнение чистого металла. Для объяснения столь необычного протекания пластической деформации в сверхпрово-

дядем состояниям необходимо рассматривать воздействие перестройки электронного спектра не только на силу динамического торможения дислокации, но и на состояние дефектной структуры кристаллической решетки.

Первые сведения о структуре металла после деформации в разных состояниях были получены в результате изучения электросопротивления ρ свинца после ползучести в режиме ступенчатого возрастания нагрузки [6] и при нагружении с постоянной скоростью пластического течения [8, 13]. Хотя в этих опытах размагничивание металла-сверхпроводника не производили, тем не менее предварительные результаты позволили каче-

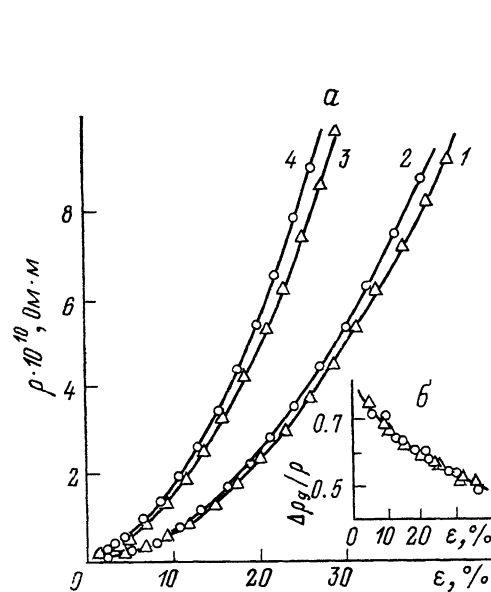


Рис. 2. Зависимость электросопротивления (а) и относительного вклада дислокаций в $\rho(\epsilon)$ (б) от степени деформации моно (1, 2)- и поликристаллического (3, 4) свинца после нагружения в нормальном (1, 3) и сверхпроводящем (2, 4) состояниях.

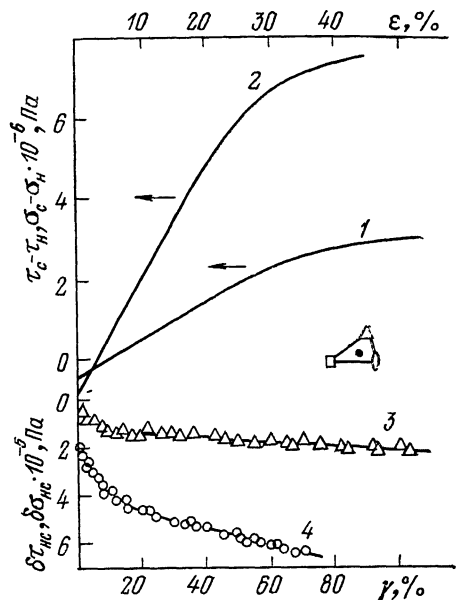


Рис. 3. Изменение $\tau_c - \tau_n$ (1), $\sigma_c - \sigma_n$ (2) и $\delta\tau_{nc}$ (3), $\delta\sigma_{nc}$ (4) свинца от степени деформации.

ственно установить направление изменений в дефектной структуре кристалла: меньшей плотности нормальных электронов соответствует большая плотность деформационных искажений.

Из-за инерции в перестройке дефектной структуры и влияния условий предшествующего нагружения на плотность дефектов деформацию металла производили только в одном из состояний, а измерение ρ — всегда в отсутствие напряжения на образцы и в $H > H_c$ (рис. 2). С ростом степени деформации после нагружения по такой схеме наблюдали монотонное возрастание $\rho(\epsilon)$ свинца, более высокую скорость накопления деформационных дефектов (для 4.2 К $\rho(\epsilon) = \rho_{т.д}(\epsilon) + \rho_d(\epsilon) = C_{т.д}(\epsilon)\rho_{т.д}^0 + N_d(\epsilon)\rho_d^0$, где $C_{т.д}$ и N_d — концентрации точечных и линейных дефектов, $\rho_{т.д}^0$ и ρ_d^0 — удельные электросопротивления единичной концентрации различных дефектов) для поликристалла по сравнению с монокристаллом и больший прирост электросопротивления в менее прочном с точки зрения силы электронного торможения дислокации сверхпроводящем состоянии. Различие в приросте электросопротивлений $\rho_c - \rho_n$ монотонно возрастает с ϵ , больше — для поликристалла по сравнению с монокристаллом, а отношение $\rho_c - \rho_n / \rho_n \approx 10\%$ и от ϵ не зависит.

Для установления типа и концентрации структурных дефектов, ответственных за различие в приросте электросопротивления $\rho_c - \rho_n \neq 0$,

производили выделение вкладов точечных $\Delta\rho_{т.х}$ и протяженных $\Delta\rho_{д}$ дефектов после нагружения металла в разных состояниях. Удаление точечных дефектов из кристалла без перестройки его дислокационной структуры осуществляли путем отжига при температуре (~ 190 K), обеспечивающей подвижность междоузельных атомов одиночных и двойных вакансий.

Анализ большого количества экспериментальных данных позволил уточнить оценку вкладов точечных и линейных дефектов в различии $\rho_c - \rho_n$, которая приведена в [8, 13]. Было установлено (рис. 2, б), что более высокий уровень ρ (ϵ) после деформации в сверхпроводящем состоянии обусловлен как точечными, так и протяженными дефектами. При этом соотношение между ними не зависит от состояния металла. В начале нагружения дополнительный прирост электросопротивления $\rho_c - \rho_n$ в основном определяется дислокациями, а с развитием деформации вклад точечных и линейных дефектов становится примерно равным. Более высокую плотность дислокаций наблюдали также при электронно-микроскопических исследованиях ниобия, деформированного в сверхпроводящем состоянии [7].

Сопоставление кривых деформационного упрочнения (рис. 1), соответствующих испытаниям в разных состояниях, с результатами оценки искаженности кристаллической решетки по величине остаточного электросопротивления (рис. 2) позволяет сделать вывод о том, что при перестройке энергетического спектра электронов при сверхпроводящем переходе происходит изменение силы торможения дислокаций не только за счет изменения вязкости среды, но и в результате формирования различных дефектных структур.

Рассмотрим поведение силы динамического торможения дислокации и структурное упрочнение металла в зависимости от концентрации структурных дефектов (рис. 3).

Изменение скачка напряжения, связанное с циклической сменой состояний металла-сверхпроводника с развитием деформации, подобно ранее описанному [2-4]: вначале $\delta\sigma_{nc}$, $\delta\tau_{nc}$ быстро увеличиваются с развитием деформации, а затем нарастают менее интенсивно примерно по линейному закону с γ , ϵ . Приведенный скачок напряжения у монокристалла всегда выше, чем у поликристалла ($\delta\tau_{nc}/\tau_n \simeq 1.2$ % и $\delta\sigma_{nc}/\sigma_n \simeq 0.6$ %). Абсолютное различие в уровнях деформирующего напряжения в нормальном и сверхпроводящем состояниях $\tau_c - \tau_n$, $\sigma_c - \sigma_n$ возрастает также примерно по линейному закону с развитием деформации, достигая соответственно для моно- и поликристалла $3.5 \cdot 10^6$ Па при $\gamma = 100$ % и $7.2 \cdot 10^6$ Па при $\epsilon = 40$ %. Так как сила торможения дислокации, связанная с уменьшением вязкости электронного газа при сверхпроводящем переходе, противоположна по знаку упрочнению за счет дополнительного количества структурных дефектов, то при небольших степенях удлинения металла наблюдали $\tau_c - \tau_n$, $\sigma_c - \sigma_n < 0$.

Сопоставление абсолютных значений структурного упрочнения и скачка напряжений при смене состояния металла дает значения $(\tau_c - \tau_n)/\sigma\tau_{nc} \simeq 15$ и $(\sigma_c - \sigma_n)/\delta\sigma_{nc} \simeq 10$, которые постоянны в широком интервале деформаций.

Относительное упрочнение составляет $(\tau_c - \tau_n)\tau_n \simeq 10$ % и $(\sigma_c - \sigma_n)/\sigma_n \simeq 7$ %, которое также практически не зависит от степени дефектности материала на стадии развитой деформации и указывает на более эффективное воздействие перестройки энергетического спектра электронов проводимости на дефектную структуру монокристалла по сравнению с поликристаллом. Поскольку уменьшение концентрации нормальных электронов в сверхпроводящем состоянии приводит к изменению силы торможения дислокации как из-за снижения вязкости среды, так и за счет повышения концентрации структурных дефектов, проанализируем возможные механизмы разупрочнения и упрочнения свинца отдельно.

В настоящее время разработан ряд теоретических моделей [14-17], которые учитывают активированный характер движения дислокации

через потенциальный барьер в условиях переменной вязкости электронного газа B_3 . Ввиду того что сила динамического торможения помимо B_3 определяется размером дислокационного сегмента L , в дальнейшем использовали его оценку из $L = (N_{d0} + \Delta\rho_x/\rho_x)^{-1/2}$ (N_{d0} — исходная плотность дислокаций в недеформированном металле; полагали $N_{d0} \approx 10^8 \text{ см}^{-2}$).

Модификация инерционной модели торможения дислокаций при н-с-переходе [15] позволила учесть влияние деформации $\delta\tau_{nc} \sim L^{-1}\Delta Y^{-1}$ (B_3, L). На рис. 4, а показано изменение нормированного скачка напряжения свинца, рассчитанное в соответствии с соотношением (14) [15] при $B_3^n = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$ и $B_3^n/B_3^0 = 5$. Учет инерции дислокационной линии при термоактивированном движении через сетку хаотически расположенных стопоров, согласно соотношению (12) [16], позволяет описать $\delta\tau_{nc}/\delta\tau_{nc}^{\text{макс}}$ (L^{-1}) кривой 2 на рис. 4, а ($B_3 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $\alpha_k = \pi/6$, $C = 10^{-3}$ и $U_3 = 0.1 \text{ эВ}$).

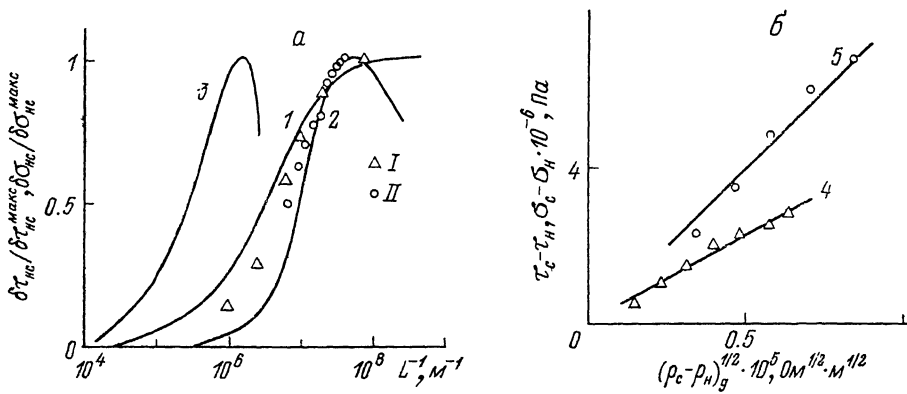


Рис. 4.

а — сопоставление приведенного скачка напряжения при разных длинах дислокационного сегмента моно(I) и поликристалла (II) свинца с результатами расчета в соответствии с инерционной (1) [15], термоинерционной (2) [16] и термофлуктуационной (3) [17] моделями; б — величина $\tau_0 - \tau_n$ (4), $\sigma - \sigma_n$ (5) как функция $(\rho_0 - \rho_n)^{1/2}$.

В соответствии с термофлуктуационными представлениями [17], определяющими изменение частоты колебания дислокационного сегмента перед прешаггем выражением (11) [17] при $B_3^n = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $L_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ и $L_T = 8 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, поведение скачка напряжения при разных L описывается кривой 3 на рис. 4, а.

Сопоставление оценочных расчетов с экспериментальными значениями скачка напряжения моно- и поликристаллического свинца при разных L указывает на наиболее удовлетворительное согласие с предсказаниями инерционной [15] и термоинерционной [16] теорией.

Более сложной является ситуация, связанная с увеличением деформирующего напряжения в результате генерации более высокой плотности деформационных дефектов в сверхпроводящем состоянии, поскольку ни одна из перечисленных моделей [14-17] не рассматривает такой возможности.

Используя выражение для деформационного упрочнения кристалла

$$\tau(\gamma) = \tau_0 + \alpha G b N_x^{1/2} = \tau_0 + \alpha G b \left(\frac{\Delta\rho_x}{\rho_0^0} \right)^{1/2}$$

и данные рис. 2, 3, получим линейную связь между $\tau_0 - \tau_n$, $\sigma_0 - \sigma_n$ и $(\rho_0 - \rho_n)^{1/2}$ (рис. 4, б), что подтверждает факт полного обеспечения дополнительного упрочнения избытком генерированных в сверхпроводящем состоянии дислокаций.

Основными механизмами размножения структурных дефектов в деформируемом кристалле являются: для дислокаций — испускание дислокационных петель источником Франка—Рида, многократное поперечное

количество; для точечных дефектов — движение дислокаций со ступенькой, аннигиляция краевых дислокаций разного знака [18].

При снижении концентрации нормальных электронов в металлическом кристалле облегчается работа источника Франка—Рида [19], что способствует увеличению плотности подвижных дислокаций N_d и как следствие более интенсивной генерации точечных дефектов. Однако в условиях пластического течения с постоянной скоростью невыполнимость соотношения $\dot{\epsilon} = bN_d V_d = \text{const}$ (рост скорости движения дислокации V_d при переходе металла в сверхпроводящее состояние [20] приводит к снижению N_d), отсутствие линейной связи между $\tau_c - \tau_n$, $\sigma_c - \sigma_n$ и $\delta\tau_{nc}$, $\delta\delta_{nc}$ не позволяют в полной мере использовать модель, предложенную в [19].

Наличие разупрочнения при ползучести металла с низкой скоростью пластического течения ($\dot{\epsilon} \leq 10^{-8} \div 10^{-7} \text{ с}^{-1}$) [21] дает возможность высказать предположение о снижении высоты потенциального барьера U на пути движущейся дислокации (для низких температур $\Delta U/U \simeq 10^{-3} \div 10^{-2}$), энергии образования точечного и линейного дефектов за счет уменьшения экранировки ионов при образовании куперовских пар [22, 23]. По сравнению с динамическими эффектами, которые реализуются при деформации металла с высокими $\dot{\epsilon}$ в режиме как активного нагружения, так и ползучести, этот вклад в снижение силы электронного торможения дислокации весьма незначителен. В то же время при длительной деформации небольшая добавка к концентрации генерируемых дефектов за счет снижения энергии их образования может накапливаться и не выводиться при низких температурах из кристалла. Таким образом, длительная низкотемпературная деформация металла проявляет изменение сил связи в кристаллической решетке при снижении концентрации нормальных электронов проводимости через увеличение концентрации деформационных дефектов и как следствие превышение деформирующего напряжения в сверхпроводящем состоянии по сравнению с нормальным.

В заключение отметим различное действие перестройки энергетического спектра электронов при фазовом переходе: при циклической смене состояний в процессе активного нагружения переход в сверхпроводящее состояние сопровождается снижением силы динамического торможения дислокации (явление разупрочнения металла-сверхпроводника), а при непрерывном деформировании в сверхпроводящем состоянии наблюдается существенное структурное упрочнение металла по сравнению с нормальным состоянием, что связывается с образованием повышенной концентрации деформационных дефектов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Каганов М. И., Кравченко В. Я., Нацки В. Д. // УФН. 1973. Т. 111. № 1. С. 655—682.
- [2] Kostorz G. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. V. 58. N 1. P. 9—42.
- [3] Старцев В. И. // Низкотемпературное и вакуумное материаловедение. Харьков, 1973. № 3. С. 3—46.
- [4] Старцев В. И., Ильичев В. Я., Пустовалов В. В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М., 1975. 328 с.
- [5] Доценко В. И., Пустовалов В. В., Саренко В. А. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 1. С. 100—110.
- [6] Гиндин И. А., Лебедев В. П., Стародубов Я. Д. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 7. С. 2025—2029.
- [7] Гиндин И. А., Стародубов Я. Д., Аксенов В. К. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 4. С. 1012—1014.
- [8] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 12. С. 3648—3652.
- [9] Лебедев В. П., Воинов В. П. // ПТЭ. 1975. № 4. С. 88—89.
- [10] Dotzenko V. I., Landau A. I., Pustovalov V. V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1974. V. 66. N 1. P. 279—283.
- [11] Кузьменко И. Н. // Автореф. канд. дис. Харьков, 1983.
- [12] Диденко Д. А., Пустовалов В. В. // ФНТ. 1975. Т. 1. № 11. С. 1428—1433.
- [13] Лебедев В. П., Крыловский В. С. // Металлофизика. 1986. Т. 8. № 3. С. 114—115.
- [14] Granato A. V. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 10. P. 660—664.

- [15] Kostorz G. // J. Low Temp. Phys. 1973. V. 10. N 1/2. P. 167—183.
[16] Landau A. I. // Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 61. N 2. P. 555—563.
[17] Нацик В. Д. // ФНТ. 1975. Т. 1. № 1. С. 488—501.
[18] Фридель Ж. Дислокации. М., 1967. 643 с.
[19] Барьяхтар В. Г., Друинский Е. И., Фалько И. И. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 7. С. 1972—1976.
[20] Карпов И. В., Лейко Е. Б., Надгорный Э. М. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 36. № 8. С. 468—471.
[21] Гиндин И. А., Лазарев Б. Г., Стародубов Я. Д., Лебедев В. П. // ФММ. 1971. Т. 31. № 5. С. 1043—1052.
[22] Пашицкий Э. А., Габович А. М. // ФММ. 1973. Т. 36. № 1. С. 186—188.
[23] Милошенко В. Е., Рощупкин А. М., Шушин Г. Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 3. С. 840—844.

Харьковский государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
21 мая 1991 г.
