

Влияние магнитного поля на динамику дислокаций в нормальных металлах с высокой концентрацией примеси в области низких температур

В.В. Малашенко

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина*

*Донецкий национальный технический университет, ул. Артема, 58, г. Донецк, 83000, Украина
E-mail: malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 20 марта 2008 г., после переработки 23 апреля 2008 г.

Исследована зависимость силы торможения дислокации от скорости дислокации и напряженности магнитного поля в нормальном металле при низких температурах. Показано, что зависимость этой силы от скорости дислокации является немонотонной функцией, имеющей локальный минимум и максимум. Положение максимума силы торможения не зависит от величины магнитного поля, положение минимума зависит от этой величины. Движение дислокации является неустойчивым в области скоростей, в которой $(dF/dv) < 0$, где F — сила торможения дислокации, v — скорость ее движения.

Досліджено залежність сили гальмування дислокації від швидкості дислокаційного руху та напруженості магнітного поля у нормальному металі при низьких температурах. Показано, що залежність цієї сили від швидкості дислокації є немонотонною функцією, що має локальний мінімум та максимум. Положення максимуму сили гальмування не залежить від напруженості магнітного поля, положення мінімуму залежить від цієї величини. Дислокаційний рух стає нестійким, коли $(dF/dv) < 0$, де F — сила гальмування дислокації, v — швидкість її руху.

PACS: 62.20.F- Деформирование и пластичность;
61.72.J- Точечные дефекты;
61.72.Lk Линейные дефекты: дислокации, дисклинации.

Ключевые слова: дислокации, электронное сопротивление, примеси.

Введение

Область скоростей движения дислокаций в кристалле, как известно, можно разделить на две [1]: область термоактивированного движения, в которой локальные барьеры, создаваемые дефектами, преодолеваются с помощью термических флуктуаций, и динамическую область, в которой кинетическая энергия дислокационного движения превосходит энергию взаимодействия с локальными препятствиями, а потому движение дислокации может быть описано динамическими уравнениями. И, хотя динамическая область начинается при высоких скоростях движения $v \geq 10^{-2}c$, где c — скорость распространения поперечных звуковых волн, однако, как отмечалось в [1], динамические механизмы диссипации могут играть довольно существенную роль и при флуктуационном

преодоления барьеров движущейся дислокацией. К тому же для мягких металлов (медь, цинк, алюминий, свинец и т.д.) область высоких скоростей скольжения начинается при сравнительно низком уровне внешних напряжений.

В области высоких температур движение дислокаций в динамической области определяется в основном рассеянием на фононах. При низких температурах ($T < 25$ К) фононные механизмы теряют свою эффективность. Доминирующим в металлах становится торможение дислокаций примесями и электронами проводимости. Динамическое торможение дислокаций примесями и другими точечными дефектами исследовалось в работах [2–8]. В частности, в работах [3–6] показано, что зависимость силы динамического торможения дислокации точечными дефектами имеет

немонотонный характер: она линейно растет с ростом скорости в области коллективного взаимодействия и убывает обратно пропорционально скорости в области независимых столкновений. Сила торможения дислокации электронами проводимости в нормальных металлах исследовалась в теоретических работах [9–18], результаты которых анализировались в обзорах [12, 13]. В работах [14–18] было показано, что приложение сильного магнитного поля значительно увеличивает силу электронного торможения в нормальных металлах. Была вычислена сила электронного торможения дислокации в магнитном поле в классическом [14], квантовом [15, 16], ультраквантовом пределе [17], а также исследован индукционный механизм торможения дислокации в магнитном поле [18]. Как следует из [16], магнитное поле существенно влияет на электронное торможение лишь в том случае, когда оно направлено параллельно линии дислокации.

Целью настоящей работы является исследование динамики дислокаций в нормальных металлах с высокой концентрацией примеси в области низких температур ($T < 25$ К) в постоянном магнитном поле, параллельном дислокационной линии. Как следует из приведенных выше работ, скольжение дислокаций определяется в этом случае конкуренцией примесного и электронного торможений, а магнитное поле, изменяя их соотношение, способно изменить характер дислокационного движения.

Движение дислокации в нормальном металле при низких температурах

Рассмотрим равномерное скольжение бесконечной краевой дислокации под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в поле точечных дефектов, хаотически распределенных в объеме кристалла. Линия дислокации и направление магнитного поля параллельны оси OZ , вектор Бюргерса параллелен оси OX , в положительном направлении которой дислокация скользит с постоянной скоростью v . Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOZ , а ее положение определяется функцией

$$X(y=0, z, t) = vt + w(y=0, z, t), \quad (1)$$

где функция $w(y=0, z, t)$ — случайная величина, описывающая колебания элементов краевой дислокации в плоскости скольжения относительно невозмущенной дислокационной линии. Уравнение движения дислокации имеет вид

$$m \left(\frac{\partial X^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right) = b [\sigma_0 + \sigma_{xy}(vt + w; z)] - B_{el} \frac{\partial X}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь m — масса единицы длины дислокации, B_{el} — электронная константа демпфирования, σ_{xy} — компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на линии дислокации. Константа электронного торможения, согласно [14], зависит от величины магнитного поля, если оно направлено параллельно линии дислокации. При скоростях дислокации $v < b/\tau$ (τ — время свободного пробега электронов) сила электронного торможения F_{el} в сильных магнитных полях (т.е. при выполнении условия $\omega_H \tau > 1$), согласно [14], примерно в $\omega_H \tau$ раз больше своего значения в отсутствие поля (ω_H — циклотронная частота):

$$F_{el} = B_{el}(H)v = \omega_H \tau B_{el}(0)v; \quad \omega_H = \frac{e\mu_0 H}{m_e};$$

$$B_{el}(0) = \frac{m^2 b^2 \lambda^2 q_m}{(2\pi\hbar)^3} \approx \frac{bn_e \varepsilon_F}{v_F}, \quad (3)$$

где $q_m \approx 1/a$, ε_F и v_F — энергия и скорость Ферми, $B_{el}(0)$ — константа электронного торможения при $H=0$, n_e — концентрация электронов проводимости, e и m_e — заряд и масса электрона, μ_0 — магнитная постоянная. Согласно [15], квантовомеханический способ вычисления $F_{el}(v)$ в случае $v < r_H/\tau$ приводит к результату, качественно совпадающему с результатом (3), полученным на основе классического кинетического уравнения. Воспользовавшись результатом работы [3], запишем выражение для силы торможения дислокации в нормальном металле в области низких температур в следующем виде:

$$F = \frac{B_d v}{1 + v^2/v_1^2} + B_{el}(H)v, \quad (4)$$

где B_d — константа демпфирования, обусловленная взаимодействием дислокации с точечными дефектами,

$$B_d = \frac{\pi n_d^{1/3} \mu^2 \gamma^{2/3} b^4}{3mc^3 R} \approx \frac{\mu b}{c} \sqrt[3]{n_d \gamma^2}, \quad (5)$$

где R — радиус дефекта, γ — параметр несоответствия, μ — модуль сдвига, n_d — безразмерная концентрация точечных дефектов. Скорость v_1 , согласно [3], определяется выражением

$$v_1 = c(n_d \gamma^2)^{1/3}. \quad (6)$$

Подставляя (3) в (4), получаем явный вид зависимости силы торможения дислокации от напряженности магнитного поля:

$$F = \frac{B_d v}{1 + v^2/v_1^2} + \frac{e\mu_0 H \tau}{2m_e} B_{el}(0)v. \quad (7)$$

Зависимость $F(v)$ для различных значений магнитного поля схематично показана на рис. 1. Максимум на этом графике соответствует переходу от коллективно-

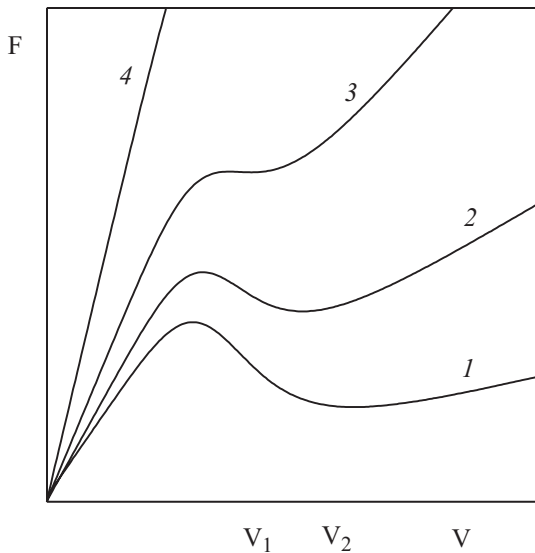


Рис. 1. Зависимость полной силы торможения дислокации от скорости дислокационного скольжения для разных значений напряженности магнитного поля ($H_4 > H_3 > H_2 > H_1$).

го взаимодействия дефектов с дислокацией к независимым столкновениям с ними. Соответствующая ему скорость v_1 не зависит от величины магнитного поля.

Минимум кривой $F(v)$ соответствует переходу от области, где доминирующим является торможение дислокации дефектами ($v < v_2$), к области доминирования электронного торможения ($v > v_2$).

$$v_2 = v_1 \sqrt{\frac{B_d}{B_{el}(H)}} = 2\pi\gamma \sqrt{\frac{(1-\gamma)n_d \mu R c}{3B}}. \quad (8)$$

Отметим, что формулы (4), (7) и (8), содержащие в явном виде зависимость от напряженности магнитного поля, справедливы лишь для сильных магнитных полей, т.е. при выполнении условия $\omega_H \tau > 1$. В противном случае, т.е. если поле слабое или вообще отсутствует, в формулах (4) и (8) величину $B_{el}(H)$ следует заменить на $B_{el}(0)$, формула (7) в этом случае не применима.

Анализируя формулу (7), получаем, что зависимость $F(v)$ имеет максимум и минимум для полей $H < H_c$, где величина критического поля H_c задается выражением

$$H_c = \frac{\mu b m_e}{4c e \mu_0 \tau B_{el}(0)} \sqrt[3]{n_d \gamma^2}. \quad (9)$$

С ростом величины поля точка минимума приближается к точке максимума, при $H = H_c$ они сливаются, образуя точку перегиба. Исходя из данных по исследованию предела текучести поликристаллического алюминия в продольном магнитном поле в области низких температур в [19], можно получить следующую оценку для этого металла: при концентрации

дефектов $n_d \approx 10^{-4}$ порядок величины критического магнитного поля $H_c \approx 10^6$ А/м. При экспериментальной проверке полученных закономерностей необходимо контролировать выполнение условия $\omega_H \tau > 1$, при выполнении которого магнитное поле оказывает существенное влияние на электронное торможение дислокаций, и условия $v < b/\tau$, при выполнении которого сила торможения дислокаций электронами линейно зависит от скорости. Например, в работе [19] при значении напряженности поля $H_c = 3,3 \cdot 10^6$ А/м и концентрации дефектов $n_d \approx 10^{-4}$ имеем $\tau \approx 10^{-11}$ с, $\omega_H \tau \approx 9$, $b/\tau \approx 30$ м/с.

Заключение

Экспериментальная проверка полученных закономерностей позволила бы пролить свет на особенности динамики дислокаций в кристаллах с высоким содержанием примеси. Область неустойчивости может существовать и в отсутствие магнитного поля [3], однако магнитное поле способно влиять как на ее величину, так и на само существование.

Следует, однако, иметь в виду, что используемые здесь результаты работ, посвященных электронному торможению дислокаций, справедливы лишь по порядку величины, поскольку содержат величину $B_{el}(0)$, не являющуюся строго определенной: значения, полученные в разных работах, могут отличаться на порядок. Наиболее надежным методом наблюдения данного эффекта является исследование движения отдельных дислокаций. Однако получить экспериментально кривые, изображенные на рис. 1, довольно сложно, поскольку каждая из них состоит из двух восходящих участков и одного спадающего, на котором движение дислокации является динамически неустойчивым, следовательно, стационарное движение дислокации в области неустойчивости невозможно. После достижения скорости v_1 на экспериментальном графике может произойти скачок на второй восходящий участок. Таким образом, график будет состоять из двух отрезков прямых разного наклона, разделенных разрывом в области неустойчивости ($v_1 < v < v_2$), по мере роста поля эта область будет сжиматься, а при $H = H_c$ произойдет соединение линий.

Чтобы проиллюстрировать влияние магнитного поля на пластичность нормальных металлов с высокой концентрацией примеси, воспользуемся, как и авторы обзора [12], простейшей дислокационной моделью пластической деформации. Пусть в кристалле имеется одна действующая система скольжения с однородной вдоль кристалла плотностью подвижных дислокаций N . В этом случае кинетика процесса пластической деформации определяется уравнением

$$\dot{\epsilon} = bN\bar{v}. \quad (10)$$

Здесь $\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации, \bar{v} — средняя скорость движения дислокаций. Сразу оговоримся, что уравнение (10) весьма идеализированно и не учитывает многих особенностей реального процесса деформации. Это, во-первых, множественность систем скольжения, во-вторых, предположение о постоянстве числа подвижных дислокаций сводится к допущению о том, что убыль подвижных дислокаций в процессе деформации компенсируется благодаря работе дислокационных источников. Однако опыт показывает, что приведенное уравнение позволяет описать наиболее важные особенности процесса пластической деформации, по крайней мере, качественно. Поскольку деформирующее напряжение может быть выражено через силу дислокационного торможения как $\sigma = F/b$, а скорость пластической деформации пропорциональна средней скорости дислокации и выражается через нее с помощью формулы (10), приходим к выводу, что зависимость деформирующего напряжения от скорости деформации $\sigma(\dot{\epsilon})$ в условиях активной деформации должна описываться такими же кривыми, которые приведены на рис. 1. Однако искажения решетки, возникающие в процессе пластической деформации, значительно снижают время свободного пробега электрона, тем самым уменьшая влияние магнитного поля. По этой причине наиболее удобной характеристикой, позволяющей исследовать влияние магнитного поля на динамику дислокаций, является предел текучести металла. Поскольку в рассматриваемом случае величина предела текучести будет определяться взаимодействием дислокаций с примесями и электронами, зависимость предела текучести от скорости деформации также может быть качественно описана приведенными выше кривыми, т.е. при увеличении скорости деформации величина предела текучести должна сначала возрастать, затем (в области динамической неустойчивости) уменьшаться, а после прохождения этой области снова возрастать. Такое поведение предела текучести должно иметь место и в области высоких температур при высокой концентрации примеси, однако тогда оно будет определяться конкуренцией примесного и фононного, а не электронного торможения, и, следовательно, для этого потребуется более высокая концентрация примеси. В частности, авторы работы [20], исследуя кристаллы хлористого натрия с высокой концентрацией примеси, действительно наблюдали, что с ростом скорости деформации предел текучести сначала возрастал, а затем начинал убывать. В области низких температур наибольший интерес представляет исследование предела текучести именно в области динамической неустойчивости. В отсутствие магнитного поля предел текучести в этой области должен убывать при повышении скорости деформирования. Прикладывая

сильное поле и повышая его величину, мы замедлим это спадание и уменьшим его область, а когда напряженность поля превысит критическое значение, спад предела текучести должен смениться его ростом (область неустойчивости при этом исчезает). Граничные значения области неустойчивости ϵ_1 и ϵ_2 можно вычислить по формуле (10), подставляя в нее значения v_1 и v_2 , вычисленные по формулам (6) и (8). Естественно, для этого необходимо знать (хотя бы по порядку величины) плотность подвижных дислокаций. Необходимо, однако, отметить, что магнитное поле оказывает существенное влияние лишь на дислокации, параллельные полю, поэтому смена снижения предела текучести на его рост (т.е. полное подавление динамической неустойчивости магнитным полем) может произойти лишь при наличии значительной доли благоприятно ориентированных дислокаций, а реальная величина критического поля должна значительно превосходить величину, определяемую формулой (9) для одиночной дислокации.

Полученные результаты могут быть полезными при исследовании низкотемпературной пластичности нормальных металлов.

1. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, *УФН* **115**, 1 (1975).
2. V.D. Natsik, and K.A. Chishko, *Crystal Res. Technol.* **19**, 6, 763 (1984).
3. В.В. Малашенко, *ФТТ* **49**, 78 (2007).
4. В.В. Малашенко, *ФТТ* **48**, 433 (2006).
5. V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, and B.I. Khudik, *Phys. Status Solidi* **B143**, 425 (1987).
6. В.В. Малашенко, *ФТТ* **29**, 1614 (1987).
7. А.М. Косевич, В.Д. Нацик, *ЖЭТФ* **51**, 1207 (1966).
8. А.М. Косевич, В.Д. Нацик, *ФТТ* **10**, 1545 (1968).
9. В.Я. Кравченко, *ФТТ* **8**, 927 (1966).
10. B.R. Tittman and H.E. Bommel, *Phys. Rev.* **151**, 187 (1966).
11. A. Brailsford, *Phys. Rev.* **186**, 959 (1969).
12. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, *УФН* **111**, 655 (1973).
13. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *ФНТ* **32**, 3 (2006).
14. В.Я. Кравченко, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 551 (1970).
15. В.Д. Нацик, Л.Г. Потемина, *ЖЭТФ* **67**, 23 (1974).
16. А.М. Гришин, Э.А. Канер, Э.П. Фельдман, *ЖЭТФ* **70**, 1445 (1976).
17. А.М. Гришин, Л.Н. Гумен, Э.П. Фельдман, *ЖЭТФ* **75**, 935 (1978).
18. А.М. Гришин, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 525 (1980).
19. В.С. Крыловский, В.П. Лебедев, В.И. Хоткевич, *ФНТ* **7**, 1550 (1981).
20. Р.П. Житару, Н.А. Палистрант, В.А. Рахвалов, *Письма в ЖТФ* **24**, 30 (1998).

Influence of magnetic field on dislocation dynamics in normal metals of high impurity concentration at low temperatures

V.V. Malashenko

The dependence of dislocation dragging force on dislocation velocity and magnetic field strength in normal metals is investigated at low temperatures. It is shown, that the force dependence on dislocation velocity is a nonmonotonic function because it characterized by local minimum and maximum. The

dragging maximum position is independent of magnetic field, whereas the minimum position is field dependent. The dislocation motion is unstable when $dF/dv < 0$, where F is the retarding force of dislocation and v is the velocity of its motion.

PACS: 62.20.F- Deformation and plasticity;
61.72.J- Point defects and defect clusters;
61.72.Lk Linear defects: dislocations, disclinations.

Keywords: dislocations, electron drag, impurities.