Изв. АН Армянской ССР, Физика, 9, 506—509 (1974)

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ГИРОДИСЛОКАЦИОННОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ

Г. В. БУШУЕВА, А. А. ПРЕДВОДИТЕЛЕВ, С. М. ХЗАРДЖЯН

Показано, что в изотропной среде на бесконечную прямолинейную дислокацию действует погонный момент самодействия, стремящийся повернуть ее в винтовую ориентацию. Высказывается предположение о существовании „гиродислокационного эффекта", заключающегося в том, что при изменении ориентации линии дислокации по отношению к ее вектору Бюргерса тело должно испытывать действие обратного момента, стремящегося повернуть это тело в противоположную сторону.

Дислокационная линия, создающая вокруг себя упругое поле напряжений, обладает собственной упругой энергией. В изотропной среде погонная энергия прямолинейной бесконечной дислокации выражается соотношением [1]

$$E = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)}\left[(1-\nu\cos^2\theta)\ln\frac{2R}{\rho_0} - (1-\nu)\cos^2\theta - 1\right], \qquad (1)$$

где G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, b — вектор Бюргерса дислокации, θ — угол между вектором Бюргерса и линией дислокации, R и ρ_0 — размеры кристалла и ядра дислокации. Поскольку производная по угловой координате от энергии представляет собой момент сил, из формулы (1) следует, что на элемент длины прямолинейной бесконечной дислокации должен действовать собственный момент, равный

$$M_c = \frac{\partial E}{\partial\theta} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)}\,2\sin\theta\cos\theta\left(\nu\ln\frac{2R}{\rho_0} + 1 - \nu\right). \qquad (2)$$

Вычисление погонного момента сил, действующего на бесконечную прямолинейную дислокацию, можно провести и непосредственно, если воспользоваться физически корректным выбором дислокационного элемента, который, как показано в [2], по аналогии с магнитостатикой следует представлять комбинацией дислокационного отрезка со сферически симметричным дислокационным «зонтиком», соединяющим начало отрезка с его концом. В этом случае момент самодействия $\overline{M}_c$ подобной замкнутой системы можно представить в виде суммы четырех слагаемых

$$\overline{M}_c = \overline{M}_{дд} + \overline{M}_{зз} + \overline{M}_{дз} + \overline{M}_{зд}, \qquad (3)$$

где $\overline{M}_{дд}$ и $\overline{M}_{зз}$ — соответственно моменты самодействия дислокационного отрезка и дислокационного „зонтика", $\overline{M}_{дз}$ и $\overline{M}_{зд}$ — соответственно моменты, действующие со стороны „зонтика" на дислокационный отрезок и со стороны дислокационного отрезка на „зонтик". Так как $\overline{M}_{дз}$ и $\overline{M}_{зд}$ являются моментами, внутренними по отношению к системе дислокационный отрезок — „зонтик", справедливо равенство

$$\overline{M}_{зд} + \overline{M}_{дз} = 0. \qquad (4)$$

С другой стороны, поскольку дислокационный «зонтик» представляет собой такую же дислокацию, но размазанную по пространству, должно выполняться условие

$$\overline{M}_{дд} = \overline{M}_{зз}. \tag{5}$$

Из равенств (3)—(5) следует, что момент сил самодействия элемента бесконечной дислокационной линии $\overline{M}_c$ равен

$$\overline{M}_c = 2\overline{M}_{дд} . \tag{6}$$

Как будет видно из дальнейшего, в общем случае для дислокации с произвольным вектором Бюргерса $\overline{M}_c$ совсем не обязательно должен быть равен нулю, как это обычно считается по той причине, что для прямолинейных дислокаций силы самодействия $\overline{F}_c$ обращаются в нуль. Это связано с тем, что погонный момент прямолинейной бесконечной дислокации следует определять не как $\overline{M}_{дд} = [\overline{r} \times \overline{F}_c]$, а как

$$\overline{M}_{дд} = \frac{1}{2\pi} \lim_{L\to\infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \int_0^{2\pi} [\overline{r} \times [\overset{\wedge}{\sigma}_{дд} \overline{b} \times \overline{dl}]] \, d\beta, \tag{7}$$

где L — для дислокационного отрезка, $\overline{r}$ — радиус-вектор элемента дислокации $\overline{dl}$, $\overset{\wedge}{\sigma}_{дд}$ — напряжение самодействия, создаваемое дислокационным отрезком. Интегрирование по $d\beta$ в (7) от 0 до 2π связано с регуляризацией напряжения самодействия $\overset{\wedge}{\sigma}_{дд}$, которое в точках дислокационного отрезка имеет особенность.

Следует особо подчеркнуть, что существование для бесконечной прямолинейной дислокации отличного от нуля погонного момента ни в коей мере не противоречит тому факту, что сила самодействия в каждой точке бесконечной прямолинейной дислокации равна нулю. Это определяется тем, что при переходе к пределу при $L \to \infty$ в каждой точке дислокационной линии действительно $\overline{F}_c \to 0$ за исключением концевых точек на бесконечности, к которым оказывается приложенной пара сил.

Если реализовать соответствующие довольно громоздкие вычисления предела (7) (см. Приложение), то можно получить, что момент самодействия $\overline{M}_c$ бесконечной прямолинейной дислокации не равен нулю и совпадает с моментом (2), вычисленным из выражения для погонной энергии дислокации. Можно также показать, что этот момент стремится повернуть дислокацию так, чтобы она приобрела винтовую ориентацию. Отсюда следует, что можно ожидать существования «гиродислокационного» эффекта, который заключается в том, что при изменении ориентации линии дислокации по отношению к вектору Бюргерса тело в целом должно испытывать действие обратного момента, стремящегося повернуть это тело в противоположную сторону. Ожидаемый «гиродислокационный» эффект, в частности, может быть использован для экспериментального определения латентной энергии, приобретенной кристаллом в процессе деформации.

Приложение

Не уменьшая общности, примем, что дислокация лежит вдоль оси z, а ее вектор Бюргерса $\overline{b}$ расположен в плоскости xz и составляет угол θ с линией дислокации. При вычислении $\overline{M}_{дд}$ используется следующий способ регуляризации. Считается, что значение компоненты σ_{ij} тензора напряжения самодействия в точках z на линии дислокации равно среднему значению, вычисленному в точках на окружности радиуса ρ_0, описанной вокруг точки z, на линии дислокации

$$\sigma_{ij}(z, \rho_0) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \sigma_{ij}(z, \rho_0, \beta)\, d\beta; \quad i, j = x, y, z.$$

Используя формулу Пича-Келера [3], для компонент напряжения самодействия отрезка дислокационной линии $-\frac{L}{2} \leqslant z \leqslant \frac{L}{2}$ находим

$$\sigma_{x,x} = \sigma_{xz} = \sigma_{y,x} = 0,$$

$$\sigma_{yz} = \frac{Gb\sin\theta}{4\pi(1-\nu)}\left[\nu\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)+\frac{\rho_0^2}{2}\left(\frac{1}{R_1^3}-\frac{1}{R_2^3}\right)\right],$$

где

$$R_1 = \sqrt{\rho_0^2+\left(\frac{L}{2}-z\right)^2}, \quad R_2 = \sqrt{\rho_0^2+\left(\frac{L}{2}+z\right)^2}.$$

Подставляя полученные выражения в (7), находим

$$\overline{M}_{дд} = \overline{J}\lim_{L\to\infty}\int_{-L/2}^{L/2}\frac{Gb^2\sin\theta}{4\pi(1-\nu)}\left[\nu\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)+\frac{\rho_0^2}{2}\left(\frac{1}{R_1^3}-\frac{1}{R_2^3}\right)\right]z\,dz.$$

Интегрирование последнего соотношения дает

$$\overline{M}_{дд} = \overline{J}\lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\left\{\frac{Gb^2\sin\theta\cos\theta}{4\pi(1-\nu)}\left\langle 2\nu\rho_0 - 2\nu\sqrt{\rho_0^2+L^2}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\nu L\ln\frac{L+\sqrt{\rho_0^2+L^2}}{\rho_0}-\frac{\rho_0^2}{2}\left[\frac{2}{\sqrt{\rho_0^2+L^2}}+\frac{L^2}{\rho_0^2\sqrt{\rho_0^2+L^2}}-\frac{2}{\rho_0}\right]\right\rangle\right\}.$$

Переходя к пределу и используя (6), получим выражение (2). Следует отметить, что моменты $\overline{M}_{дд}$ и $\overline{M}_c$ стремятся повернуть дислокацию в ее плоскости скольжения.

Московский государственный университет

Поступила 10.XII.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. Эшелби.* Континуальная теория дислокаций, ИЛ, 1963.
2. *В. Л. Инденбом, Г. Н. Дубнова.* ФТТ, 9, 1171 (1967).
3. *M. O. Peach, J. S. Kochler.* Phys. Rev., 80, 436 (1950).

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՀԻՐՈԴԻՍԼՈԿԱՑԻՈՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ԳՈՅՈՒԹՅԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Վ. ԲՈՒՇՈՒԵՎԱ, Ա. Ա. ՊՐԵԴՎՈԴԻՏԵԼԵՎ, Ս. Մ. ԽԶԱՐԶՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ իզոտրոպ միջավայրում ուղղագիծ անսահման դիսլոկացիայի վրա ազդում է ինքնազդման մոմենտ, որը ձգտում է դիսլոկացիային տալ պտուտակային օրիենտացիա։

ON THE POSSIBILITY OF GYRODISLOCATION EFFECT IN CRYSTALS

G. V. BUSHUEVA, A. A. PREDVODITELEV, S. M. KHZARDZHYAN

It is shown that in an isotropic case the self-action moment per unit length affects an infinite straight dislocation so as to turn it into a screw orientation. As a result the „gyrodislocation" effect is expected to take place. This effect is as follows: when the dislocation turns with respect to its Burgers vector the crystal undergoes the opposite force moment.