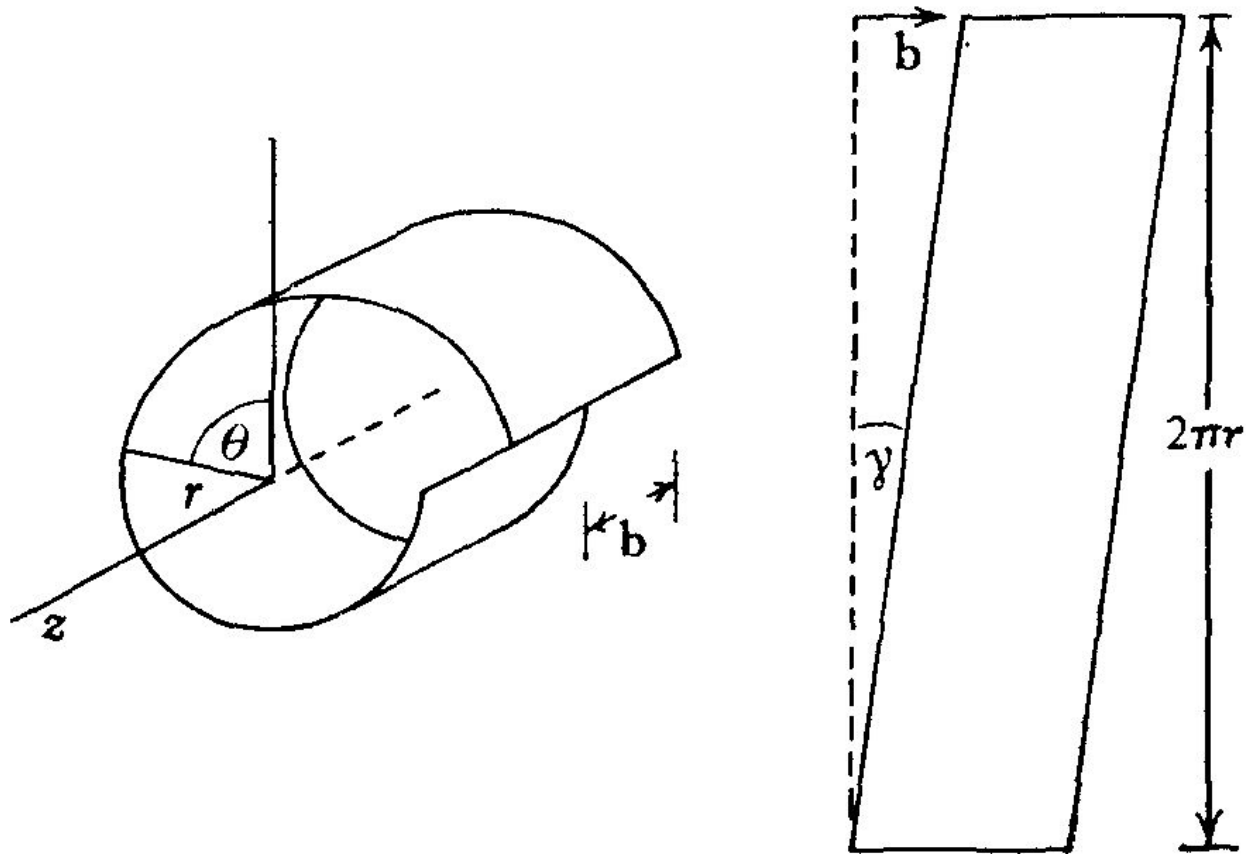


# *Основи міцності та пластичності*

*Викладач: Макара Володимир Арсенійович*

# Дислокація



Ф и г. 7.13. Деформація, створювана винтовою дислокацією, паралельною осі  $z$ .



# Сила, діюча на дислокацію

$$dw = \sigma b dx. \quad (7.1)$$

$$F = - \frac{dE}{dx}, \quad (7.2)$$

$$-dE = dw = \sigma b dx. \quad (7.3)$$

$$F = \sigma b. \quad (7.4)$$

Предположим, что когда вакансия создается путем добавления атома из решетки к краю экстраплоскости краевой дислокации, отрезок  $\alpha b$  дислокации переползает на  $\beta b$ . Здесь  $\alpha$  и  $\beta$  — константы порядка единицы, зависящие от структуры кристалла. Тогда, если рождается вакансия, напряжение, действующее с силой переползания  $F$  на единицу длины, совершает работу  $W$ , равную <sup>1)</sup>

$$W = F\alpha\beta b^2. \quad (7.13)$$

Следовательно, равновесная концентрация вакансий растет от ее значения  $C_0$  в отсутствие силы переползания <sup>2)</sup> до величины

$$C = C_0 \exp(F\alpha\beta b^2/kT). \quad (7.14)$$

# Сила, діюча на дислокацію

Химическую (т. е. осмотическую) силу, равную и противоположную  $F$ , создаваемую концентрацией  $C$  вакансий, определяем как

$$-F = - (kT/\alpha\beta b^2) \ln (C/C_0). \quad (7.15)$$

В отсутствие напряжения концентрация  $C$ , не равная  $C_0$ , создает химическую силу, которая не уравновешивается силой, создаваемой напряжением. Величина этой силы определяется равенством (7.15). В этом случае дислокация на фиг. 7.12 будет переползать вверх, если  $C/C_0 > 1$ , т. е. если есть «пересыщение» вакансиями.

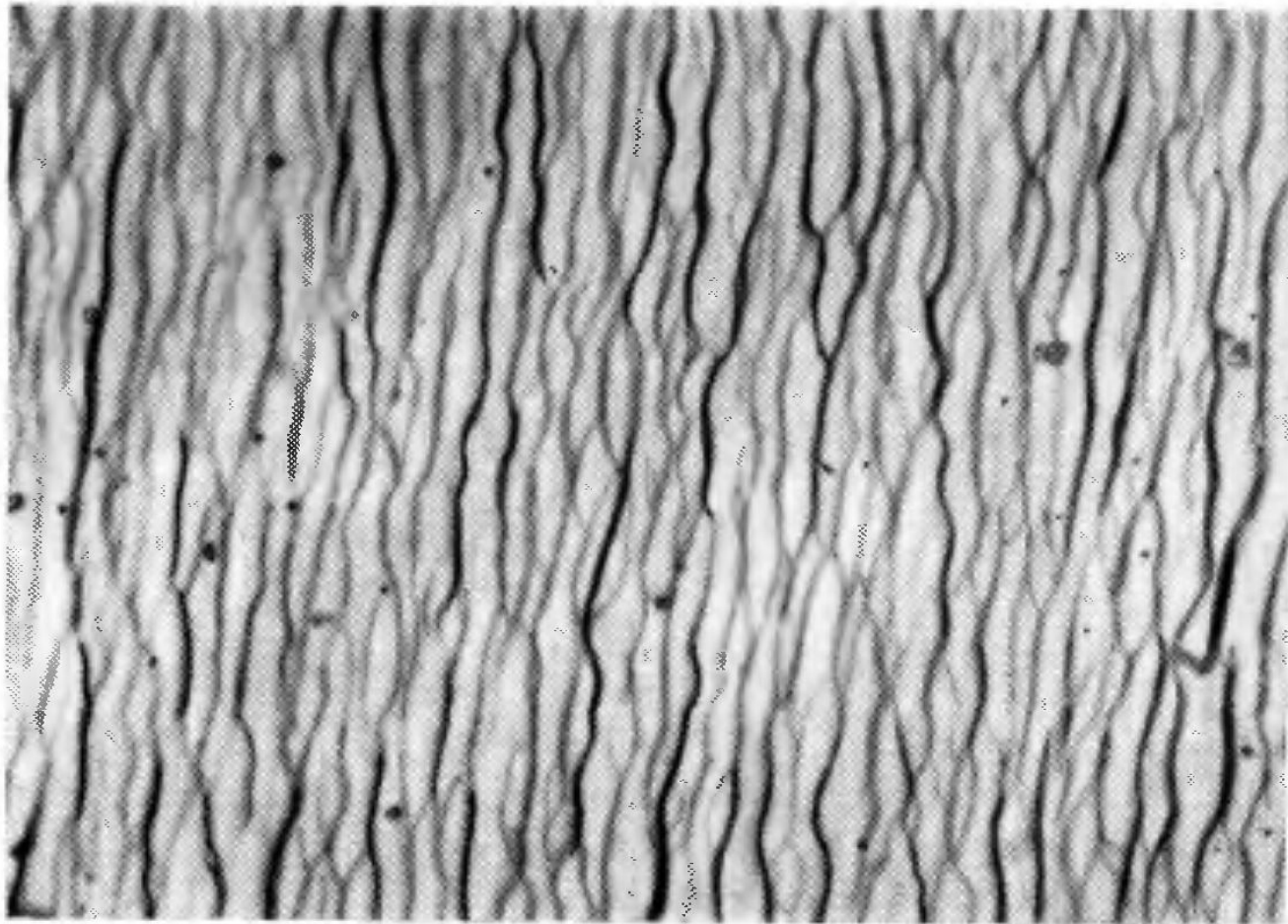
Интересно сравнить величину «химического напряжения»  $F/b$  с величиной типичного механического напряжения. Подставляя  $\alpha = \beta = 1$ ,  $\mu b^3 \approx 5$  эВ<sup>2</sup>, где  $\mu$  — модуль сдвига,  $kT \approx \approx 1/40$  эВ при комнатной температуре, получаем

$$F/b \sim (\mu/200) \ln (C/C_0). \quad (7.16)$$

Многие кристаллы способны выдержать напряжение не больше, чем  $\mu/200$ , поэтому совсем незначительные пересыщения, даже те, что создаются закалкой от температур, близких к температуре плавления, могут вызвать рост небольших призматических петель. Это наблюдалось, например, в алюминии.



6А. Скопления линий скольжения в сплаве Cu — Ni.  $\times 600$  (Р. А. Фоксалл).

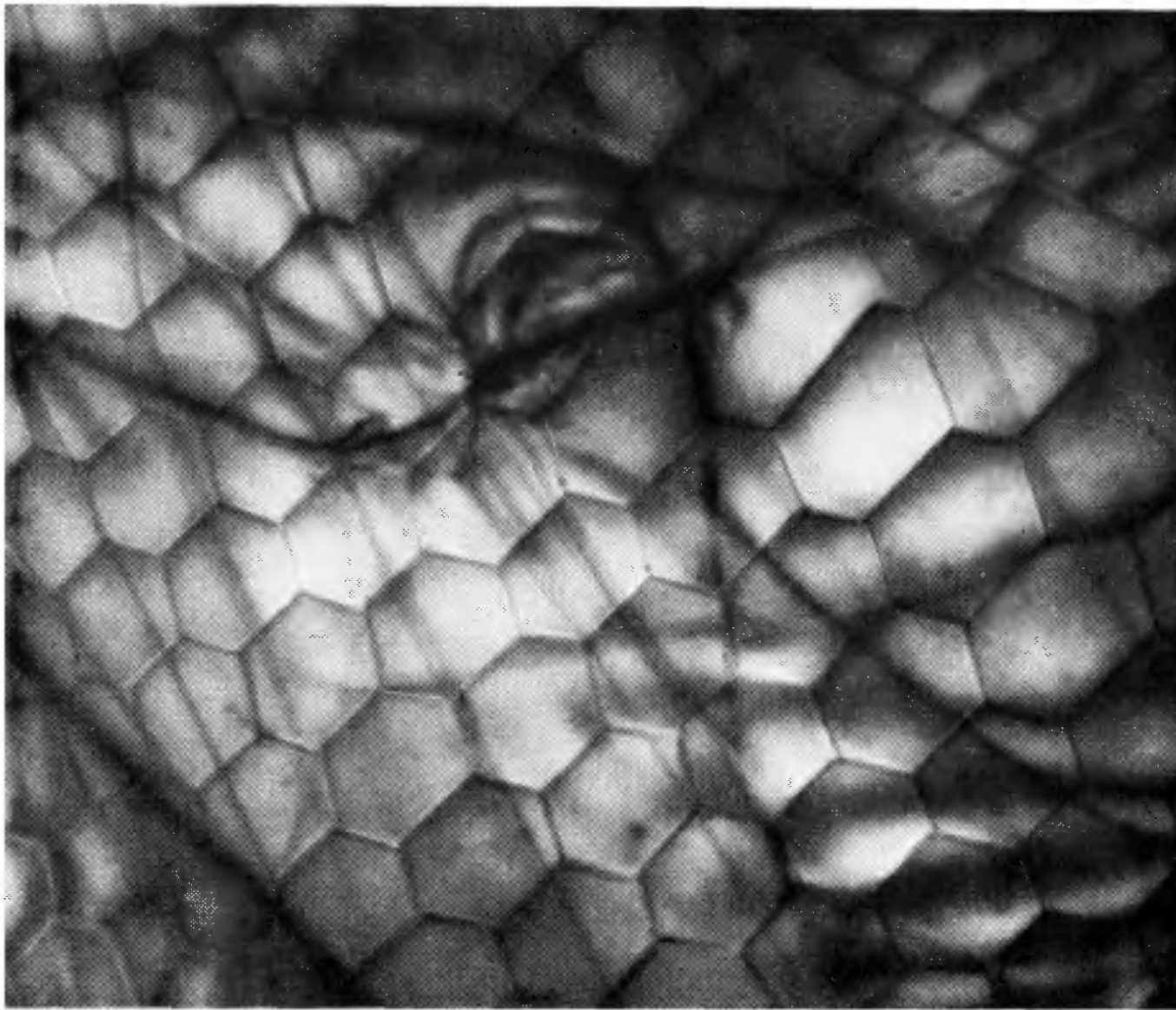


6Б. Волнистое скольжение в ниобии.  $\times 750$  (М. С. Дьусберри).

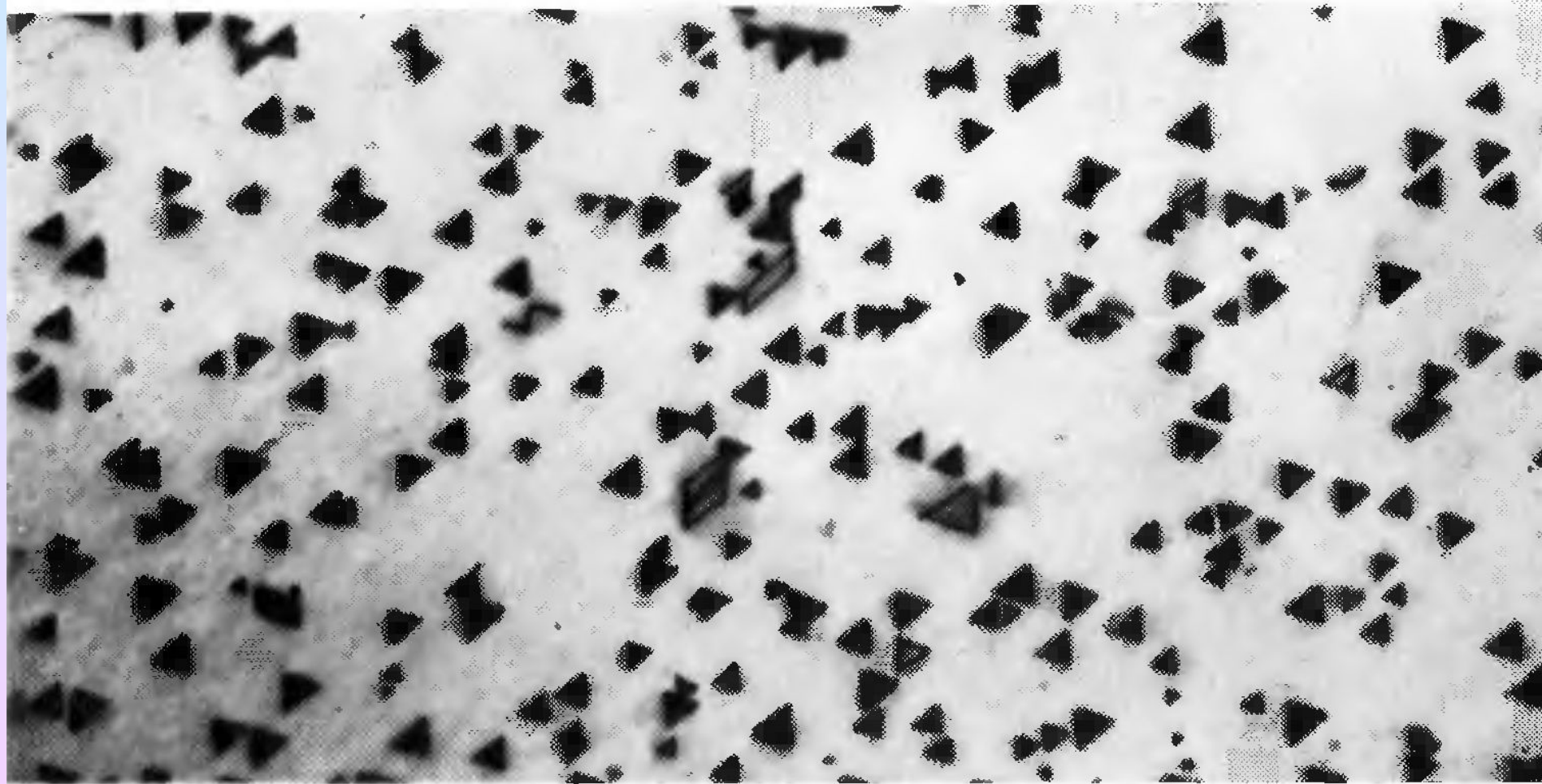


7A. Петли краевых дислокаций в кристалле окиси магния.  $\times 20\ 000$ .

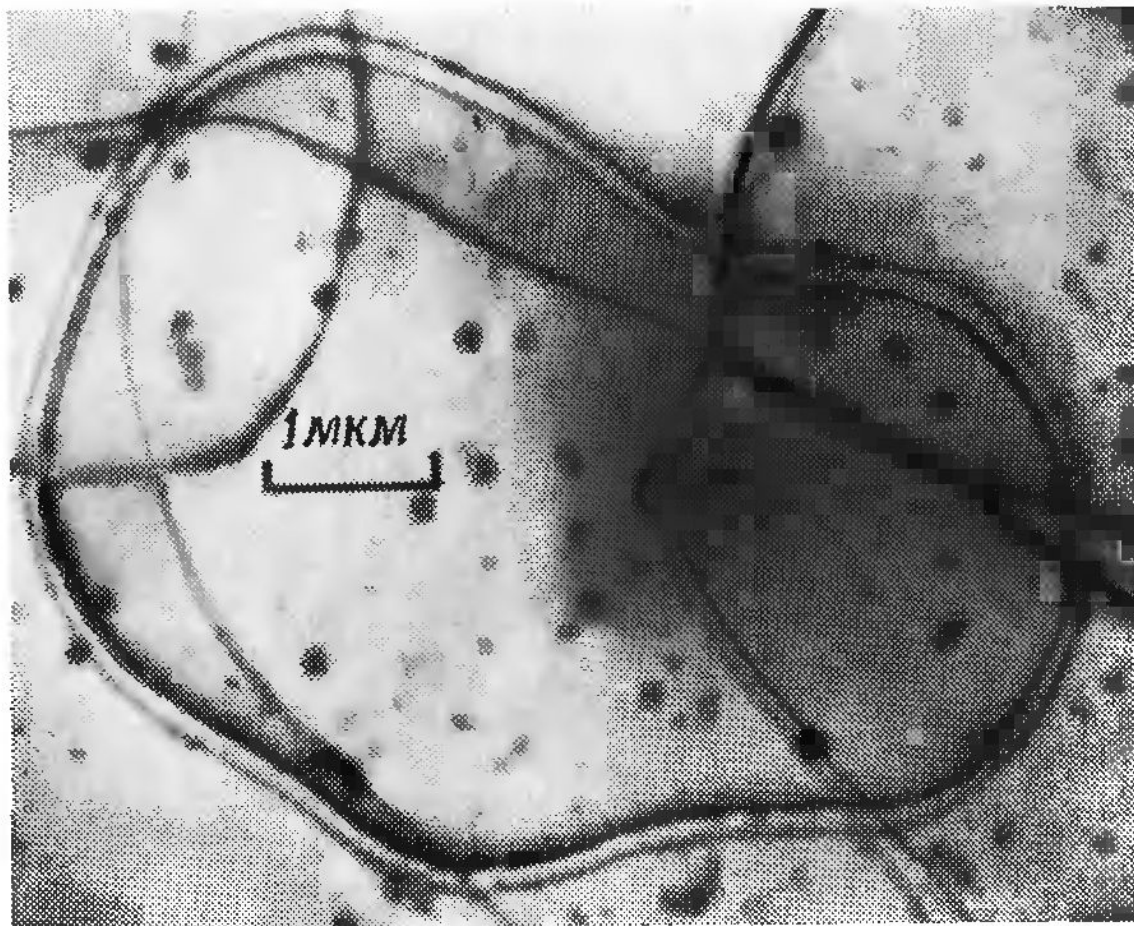




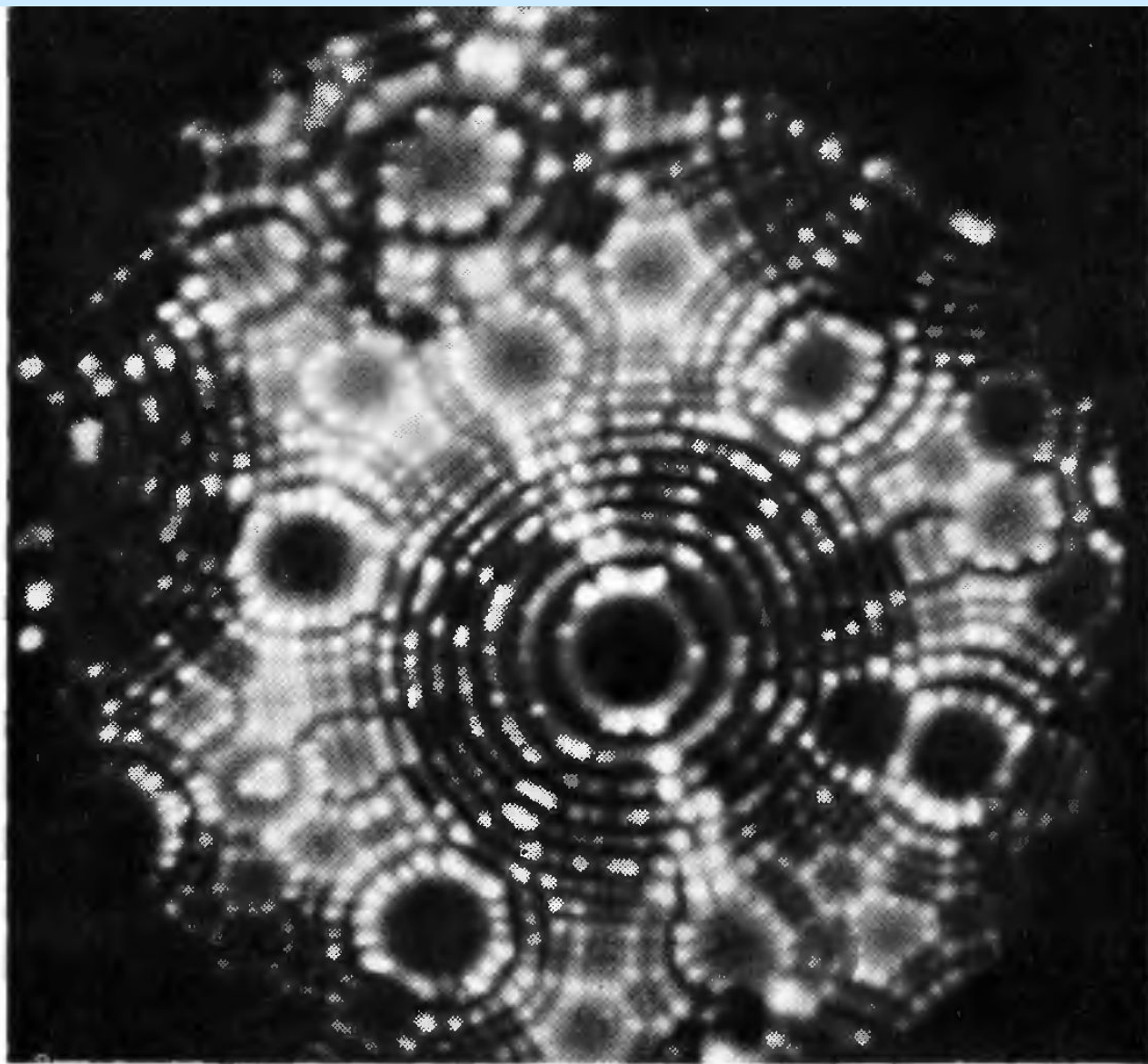
7Б. Дислокационная сетка в кристалле нитрида бора.  $\times 20\,000$ .



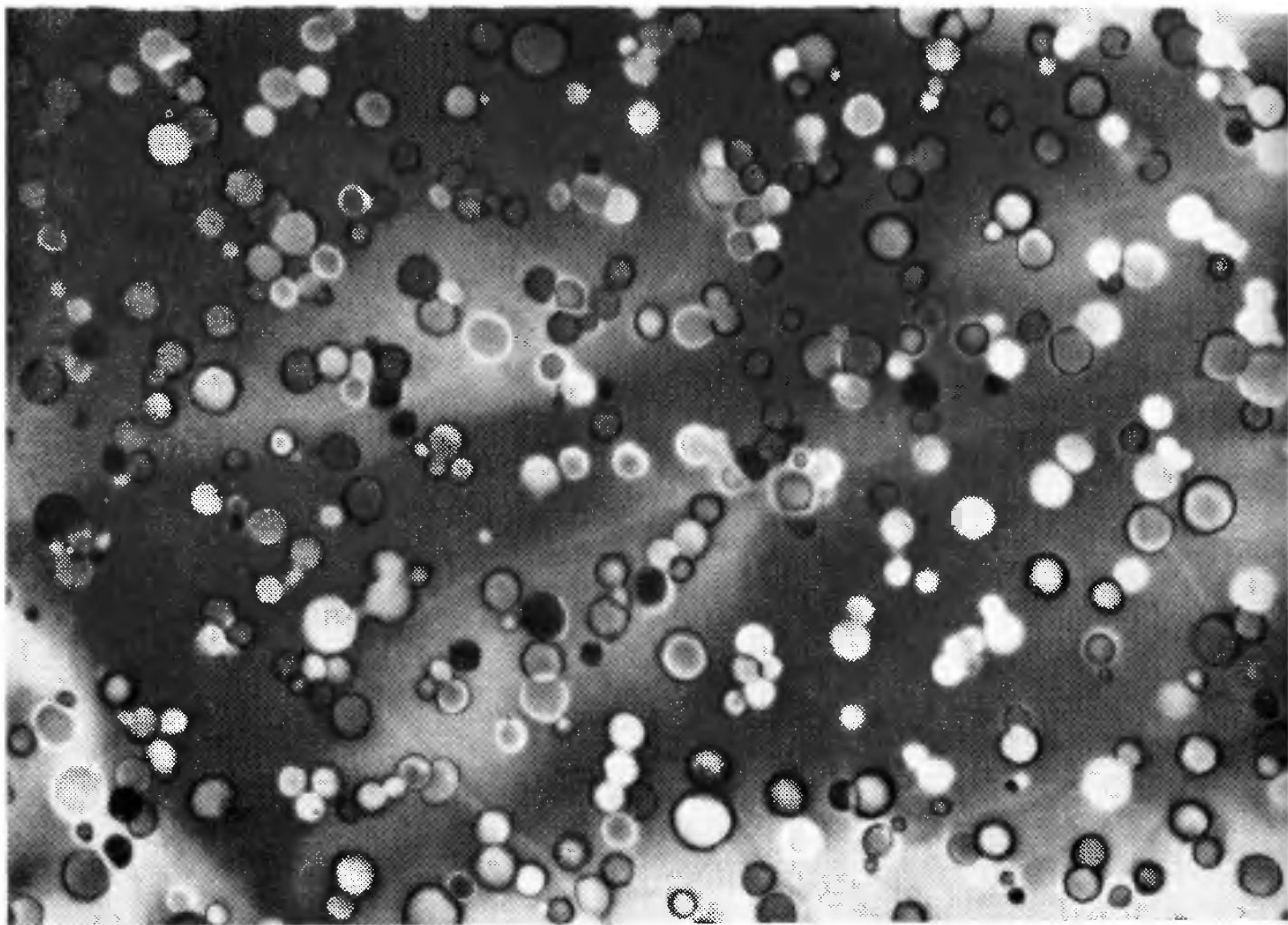
8А. Тетраэдры дефектов упаковки в закаленном золоте.  $\times 40\,000$   
(М. Дж. Уилан).



8Б. Дислокационная петля в графите  
(видно расщепление на частичные дислокации).



9А. Острие вольфрамовой иглы, сфотографированное в ионном микроскопе (Д. А. Смит).



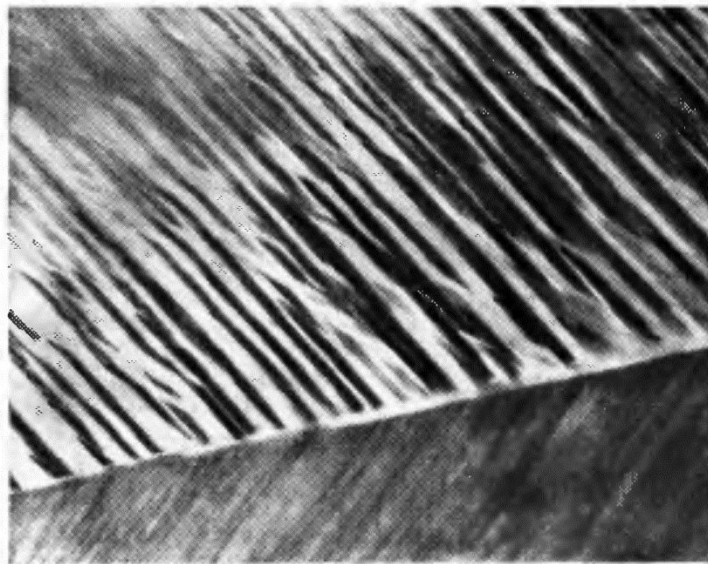
9Б. Дислокационные петли в графите при скоплении точечных дефектов, возникших под действием нейтронного облучения.  $\times 35\,000$  (Р. М. Майер).



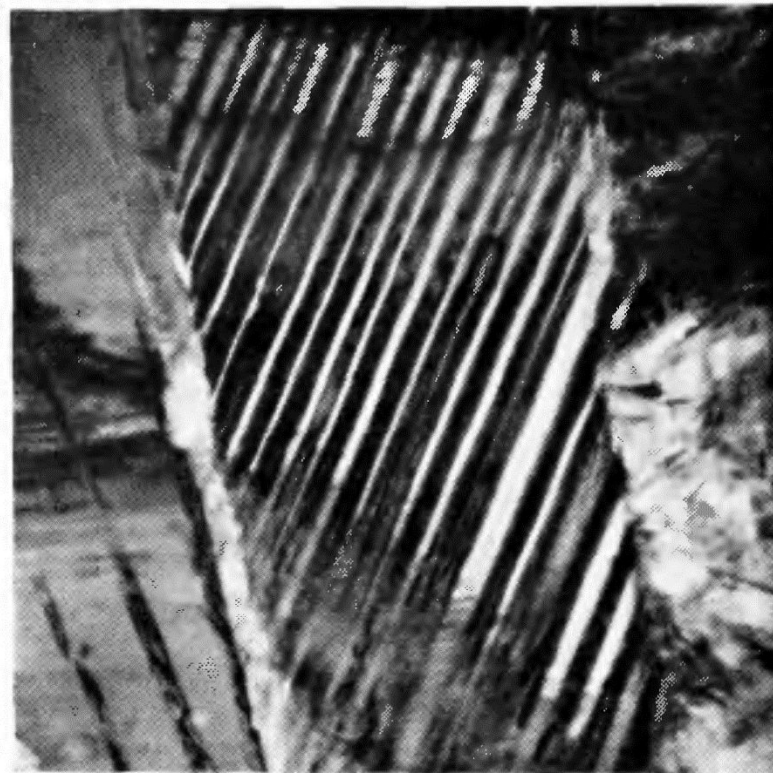
10А. Двойниковые ламели в деформированном олово.  $\times 180$  (Н. А. Боучер).



10Б. Двойниковые ламели в деформированном сплаве Bi — 5% Sb.  $\times 130$   
(У. С. Куунс и Э. Э. Ундервуд).



11А. Край внутренне  
сдвойникованной  
мартенситной пластинки  
в стали с 2% Ni  
(0,5% С).  $\times 30\,000$   
(М. Г. Уалле).

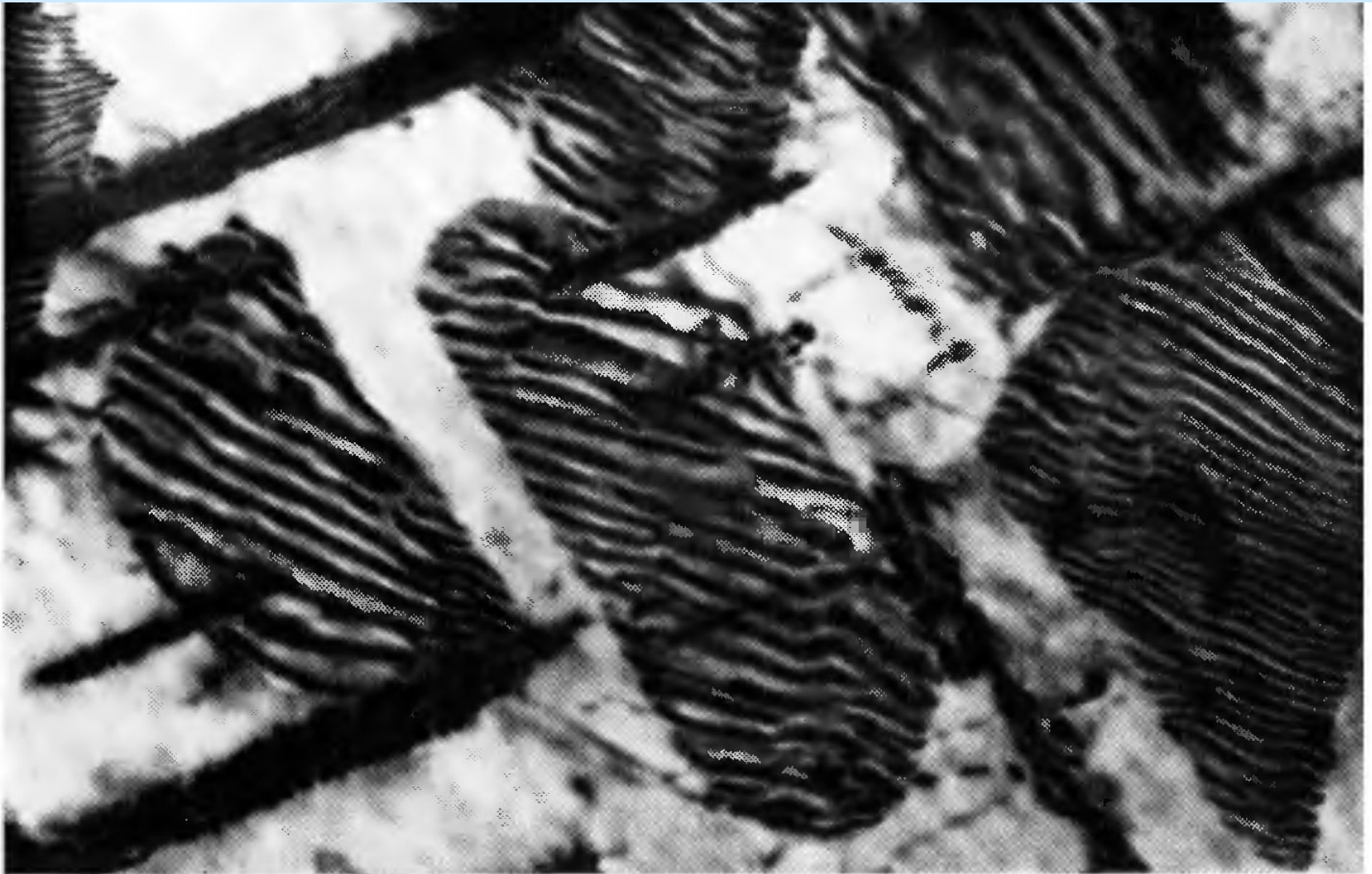


11Б. Двойниковая  
мартенситная ламель  
в сплаве Ti — Nb.  $\times 30\,000$   
(У. А. Соффа).

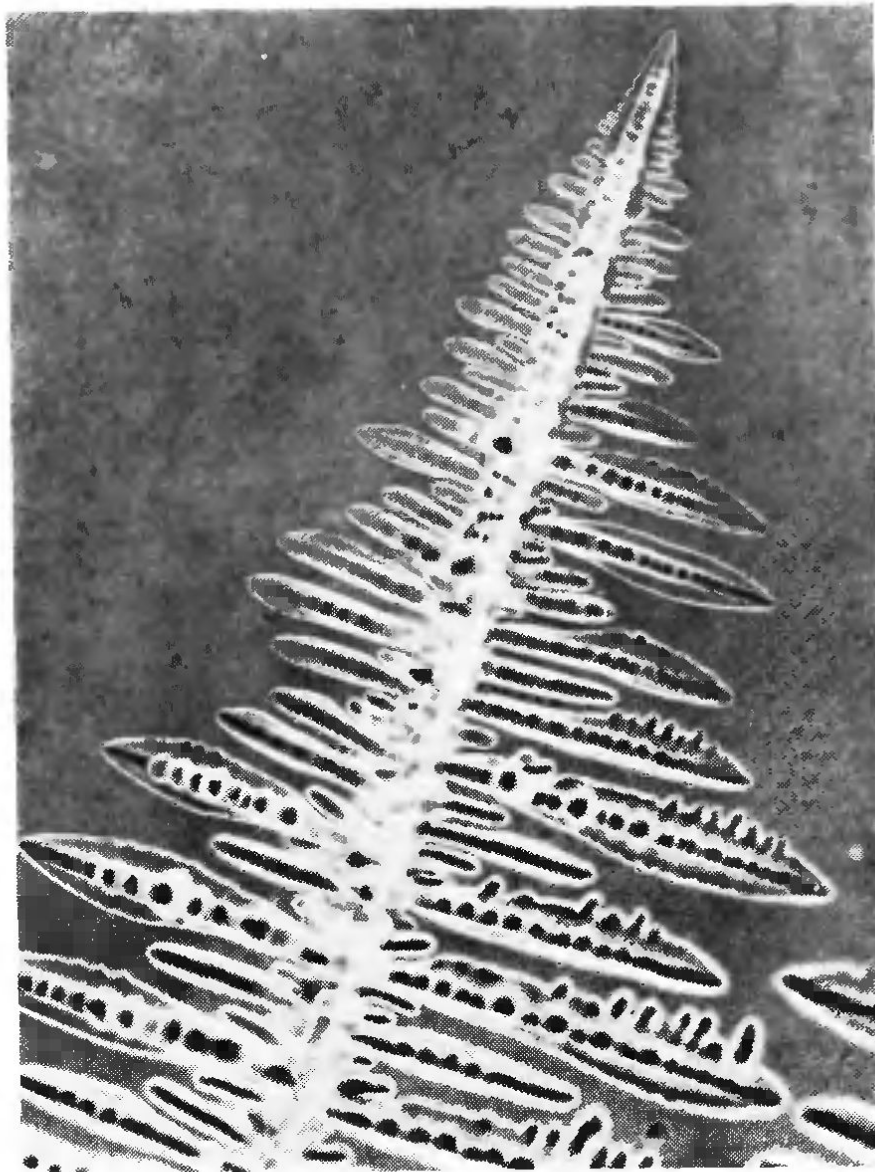




**11В. Зигзагообразный  
мартенсит в стали  
с 24% Ni (0,5% C). ×12 000  
(М. Г. Уэллс).**



12А. Межграницные дислокации в пластинчатых выделениях в сплаве Al — Cu.  $\times 90\,000$  (Л. Г. Бонар).

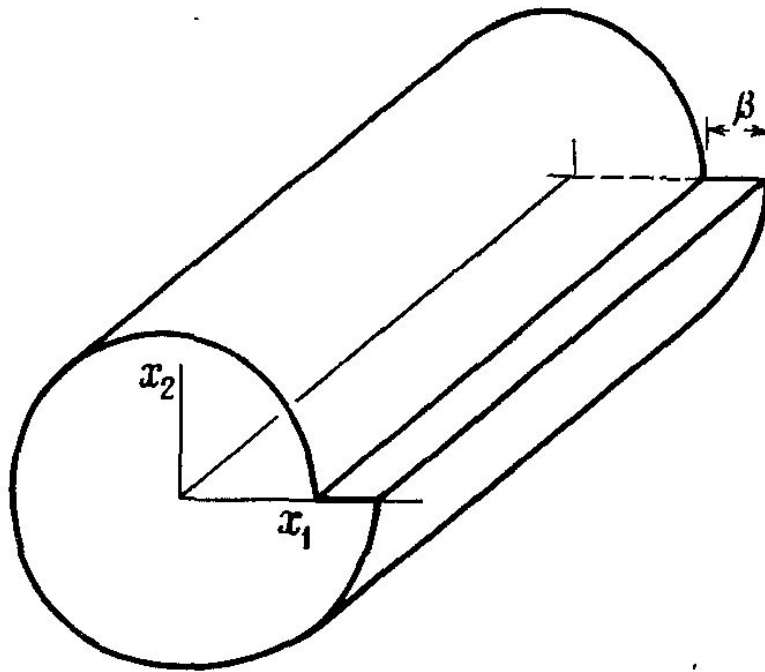


12Б. Дендриты кристаллизующегося циклогексанола.  $\times 60$  (Дж. Д. Хант)



12В. Фотография (получена в ионном микроскопе) большеугловой границы между зернами (указана стрелкой) в сплаве W — 5% Re (Д. А. Смит).

# Пружна енергія дислокації



Ф и г. 8.1. Разрез и смещение, приводящие к образованию краевой дислокации в сплошной среде.

# Пружна енергія дислокації

$$\gamma = b/2\pi r.$$

Предполагается, что среда упруго изотропная. Тогда упругая энергия на единицу длины равна

$$dE = (1/2\mu\gamma^2) 2\pi r dr, \quad (8.1)$$

а упругая энергия на единицу длины дислокации в области от радиуса ядра дислокации  $r_0$  до радиуса  $R$  равна <sup>1)</sup>

$$E = \int_{r_0}^R (\mu b^2/4\pi r) dr$$

или

$$E = (\mu b^2/4\pi) \ln (R/r_0). \quad (8.2)$$

# Пружна енергія дислокації

$$dW = F(\beta) d\beta, \quad (8.3)$$

где  $F(\beta)$  — сила, действующая на одну из сторон разреза в направлении  $\beta$ . Эта сила определяется полем напряжения дислокации

$$F = \int_{r_0}^R \sigma_{12} dx_1. \quad (8.4)$$

Преимущество этого метода, особенно при сложных полях напряжений, заключается в том, что здесь не надо интегрировать по объему, а учитываются только напряжения на плоскости. Из уравнений (7.22), подставляя  $x_2 = 0$  и вектор Бюргерса, равный  $\beta$ , имеем

$$\sigma_{12} = \mu\beta/[2\pi(1-\nu)x_1], \quad (8.5)$$

откуда следует, что

$$F = [\mu\beta/2\pi(1-\nu)] \ln(R/r_0). \quad (8.6)$$

Упругая энергия на единицу длины получается равной

$$E = W = \int_0^b F d\beta, \quad (8.7)$$

# Пружна енергія дислокації

или

$$E = [\mu\beta^2/4\pi (1 - \nu)] \ln (R/r_0). \quad (8.8)$$

В изотропной среде упругая энергия у краевой дислокации больше, чем у винтовой в  $1/(1 - \nu)$  раз. Для алюминия  $\nu = 0,34$ , т. е. энергия краевой дислокации в 1,5 раза больше, чем винтовой; для вольфрама  $\nu = 0,17$ , т. е. отношение этих величин составляет всего лишь 1,2.

Деформация, создаваемая смешанной дислокацией, у которой вектор Бюргера направлен под углом  $\theta$  к линии дислокации, равна сумме деформаций, вызванных краевой и винтовой дислокациями с векторами Бюргера  $b \sin \theta$  и  $b \cos \theta$  соответственно. Поэтому упругая энергия смешанной дислокации равняется

$$E = (Kb^2/4\pi) \ln (R/r_0), \quad (8.9)$$

где

$$K = [\mu/(1 - \nu)] \sin^2 \theta + \mu \cos^2 \theta.$$

Чтобы грубо оценить абсолютную величину упругой энергии дислокации, достаточно рассмотреть выражение (8.2):

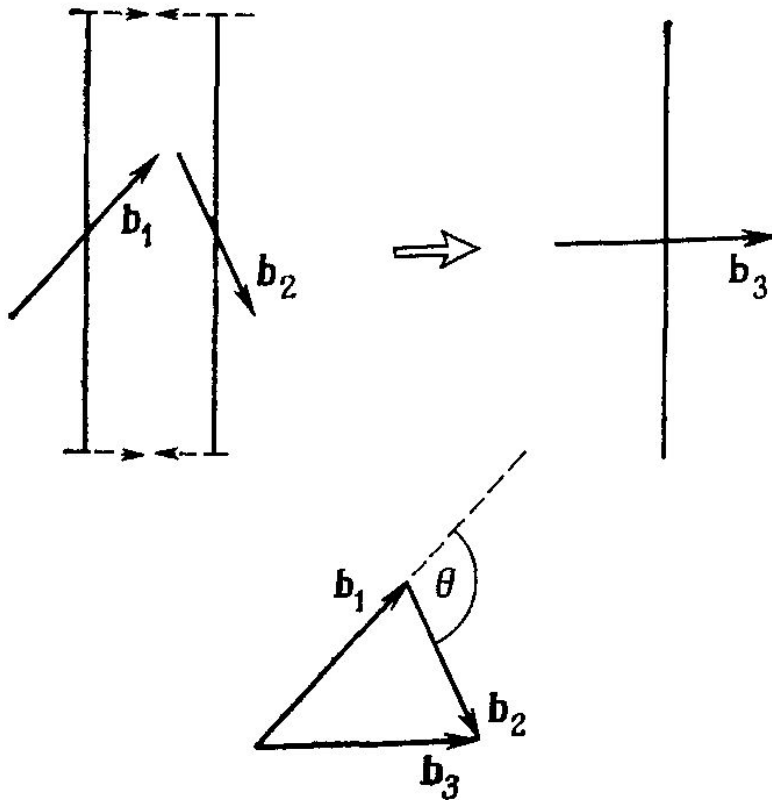
$$E = (\mu b^2/4\pi) \ln (R/r_0).$$



# Пружна енергія дислокації

Трудность применения этой формулы заключается в том, что при увеличении  $R$  упругая энергия возрастает бесконечно. В реальном кристалле  $R$  ограничено поверхностью кристалла или, еще вероятнее, другими дислокациями. К счастью, величина  $E$  не очень чувствительна к тому, какое значение выбрано для  $R$ . Для алюминия, который в первом приближении можно считать упруго изотропным,  $\mu = 2,8 \cdot 10^{11}$  дина  $\cdot$  см $^{-2}$ ,  $b = 2,9 \cdot 10^{-8}$  см,  $r_0 = 5b$ . Упругая энергия дислокации на единицу длины оказывается равной  $1,24 \cdot 10^{-4}$  эрг  $\cdot$  см $^{-1}$ , если принять  $R$  равным 1 мкм, или  $2,95 \cdot 10^{-4}$  эрг  $\cdot$  см $^{-1}$ , если принять  $R$  равным 1 см. Значение 2 эрг  $\cdot$  см $^{-1}$  соответствует энергии в 3,6 эВ на элемент линии дислокации, равный по длине одному периоду решетки. Эта энергия достаточно велика, чтобы кристалл, содержащий дислокацию, никогда не находился в термодинамическом равновесии. Даже при высоких температурах энтропия, вводимая дислокацией, совсем немного уменьшает энергию кристалла, так что свободная энергия кристалла обычного размера, содержащего дислокацию, всегда больше, чем у идеального кристалла.

# Пружна енергія дислокації



Ф и г. 8.2. К объяснению правила Франка.

# Пружна енергія дислокації

Таблиця 8.1

Устойчивые дислокации в некоторых решетках Бравэ

Решетка	Вектор Бюргерса	Число эквивалентных векторов	Квадрат вектора Бюргерса
Простая кубическая	$\langle 100 \rangle$	6	$a^2$
О. ц. к.	$\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$	8	$3a^2/4$
	$\langle 100 \rangle$	6	$a^2$
Г. ц. к.	$\frac{1}{2} \langle 110 \rangle$	12	$a^2/2$
Гексагональная	$\frac{1}{3} \langle 11\bar{2}0 \rangle$	6	$a^2$
	$\langle 0001 \rangle$	2	$c^2$
Ромбоэдрическая, $\alpha < 90^\circ$	$\langle 100 \rangle$	6	$a^2$
	$\langle 1\bar{1}0 \rangle$	6	$4a^2 \sin^2(\alpha/2)$
	$\langle \bar{1}\bar{1}1 \rangle$	6	$a^2 [1 + 4 \sin^2(\alpha/2)]$
Ромбоэдрическая, $\alpha > 90^\circ$	$\langle 100 \rangle$	6	$a^2$
	$\langle 110 \rangle$	6	$4a^2 \cos^2(\alpha/2)$
	$\langle 111 \rangle$	2	$9a^2 [1 - (4/3) \sin^2(\alpha/2)]$
Простая тетрагональная	$\langle 100 \rangle$	4	$a^2$
	$\langle 001 \rangle$	2	$c^2$
Объемноцентрированная тетрагональная, $c/a < \sqrt{2}$	$\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$	8	$a^2/2 + c^2/4$
	$\langle 100 \rangle$	4	$a^2$
	$\langle 001 \rangle$	2	$c^2$
Объемноцентрированная тетрагональная, $c/a > \sqrt{2}$	$\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$	8	$a^2/2 + c^2/4$
	$\langle 100 \rangle$	4	$a^2$

# Пружна енергія дислокації

$$F_r 2\pi r dr = E 2\pi dr \quad (8.15)$$

или

$$F_r = E/r,$$

где  $E$  — энергия на единицу длины дислокационной петли. Так как деформации, вызванные противоположными сторонами петли, взаимно уничтожаются, на расстояниях, больших по сравнению с  $r_1$ , мы можем приближенно определить  $E$ , подставляя  $R = r$  в уравнение (8.2):

$$E \simeq (\mu b^2/4\pi) \ln (r/r_0). \quad (8.16)$$

Рассматривая малый сегмент нашей петли (фиг. 8.3), мы видим, что для сохранения его в равновесии нужно приложить к концам сегмента силы натяжения  $T$ , которые можно определить, приравняв нулю сумму радиальных сил

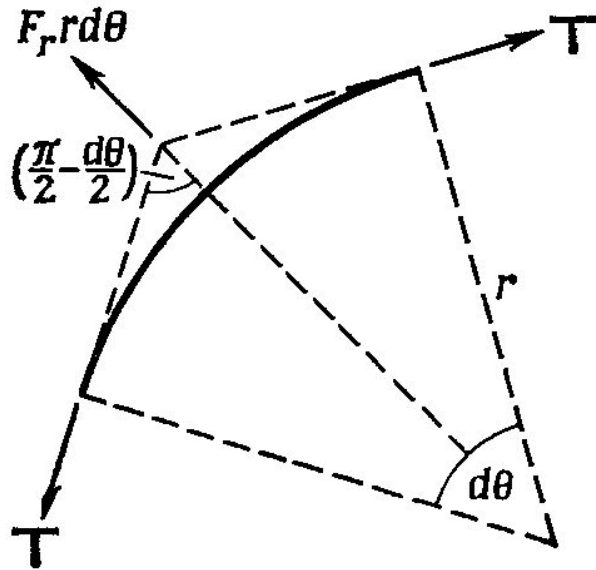
$$2T \sin (d\theta/2) = F_r r d\theta. \quad (8.17)$$

Из равенств (8.15) и (8.17) следует, что

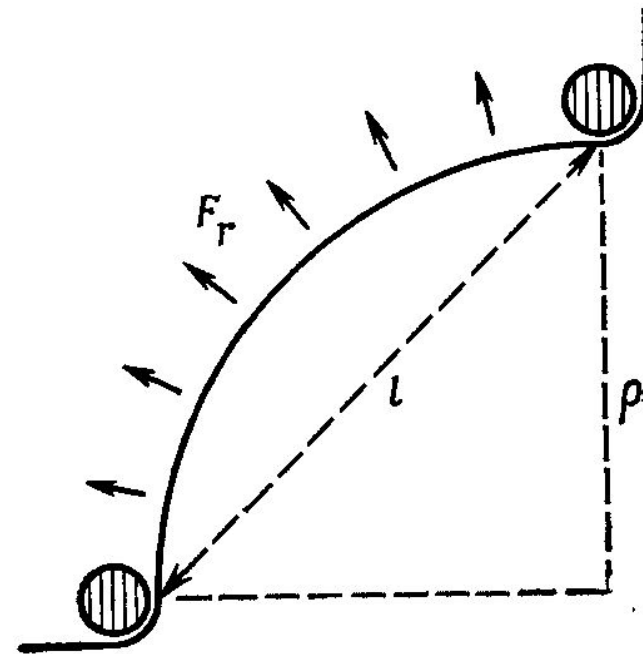
$$T = E. \quad (8.18)$$

Воспользовавшись формулой (8.16), можем обобщить этот результат: линейное натяжение дислокации, изогнутой на радиус

# Пружна енергія дислокації



Ф и г. 8.3. К расчету силы линейного натяжения дислокации.



Ф и г. 8.4. К расчету напряжений проталкивания дислокации между препятствиями.

# Пружна енергія дислокації

кривизны  $\rho$ , приближенно равно

$$T \simeq (\mu b^2/4\pi) \ln (\rho/\rho_0). \quad (8.19)$$

Подставляя в (8.19)  $\rho \simeq 500r_0$ , получаем значение  $T = 0,5\mu b^2$ , которым часто пользуются для грубой оценки величины линейного натяжения дислокации.

На фиг. 8.4 показан расчет напряжений, необходимых для проталкивания дислокации между препятствиями, расположенными на расстояниях  $l$  друг от друга. Касательное напряжение  $\tau$  на плоскости скольжения, параллельное вектору Бюргерса, создает радиальные силы, действующие на дислокацию. Из формулы (7.4) имеем

$$F_r = \tau b. \quad (8.20)$$

Из равенств (8.15) и (8.18), если радиус кривизны дислокации равен  $\rho$ , получаем

$$\tau = T/b\rho \quad (8.21)$$

или, подставляя  $T = 0,5\mu b^2$ ,

$$\tau = 0,5\mu b^2/\rho. \quad (8.22)$$

Минимальное значение  $\rho$  в случае, когда линия дислокации изогнута как полуокружность, равно  $0,5l$ . Поэтому напряжение, необходимое для того, чтобы дислокация могла протолкнуться через препятствия, равно

$$\tau \simeq \mu b/l. \quad (8.23)$$