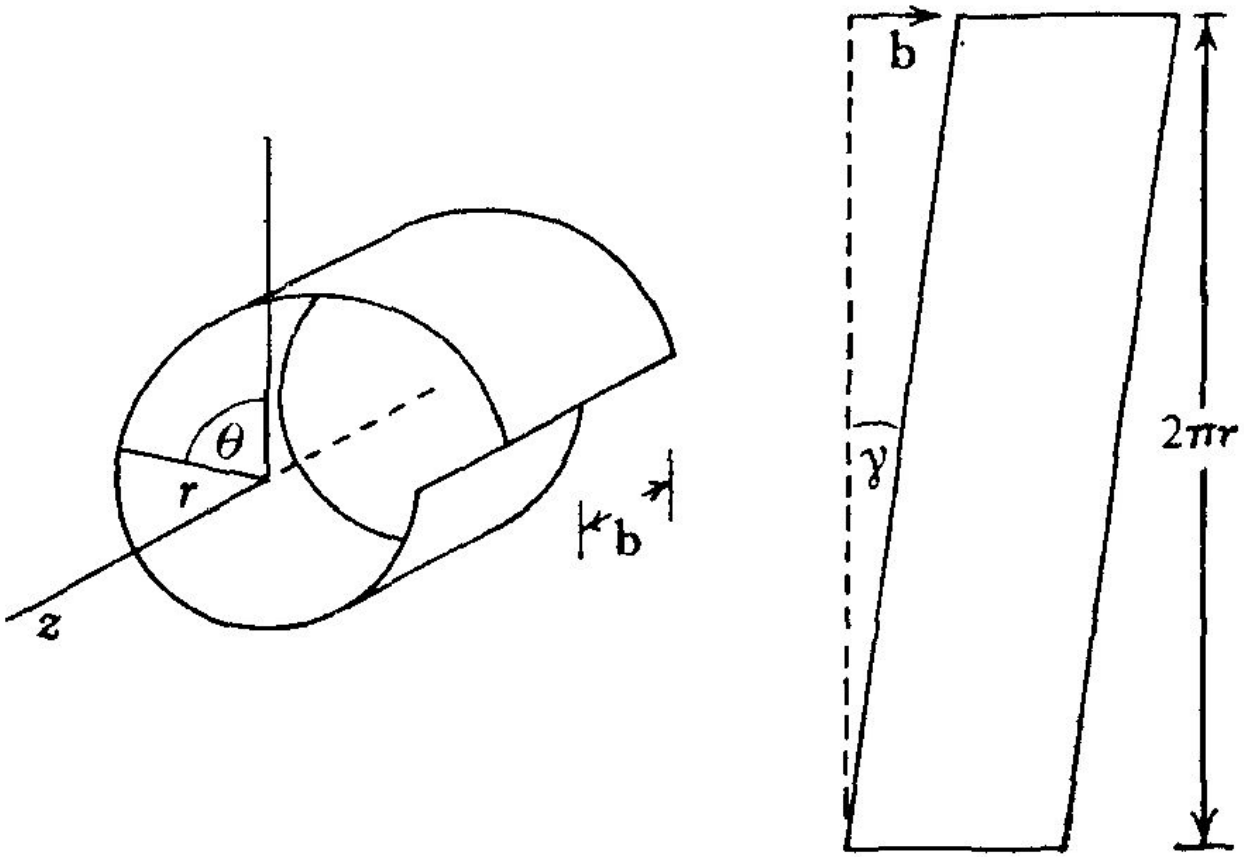
Основи міцності та пластичності

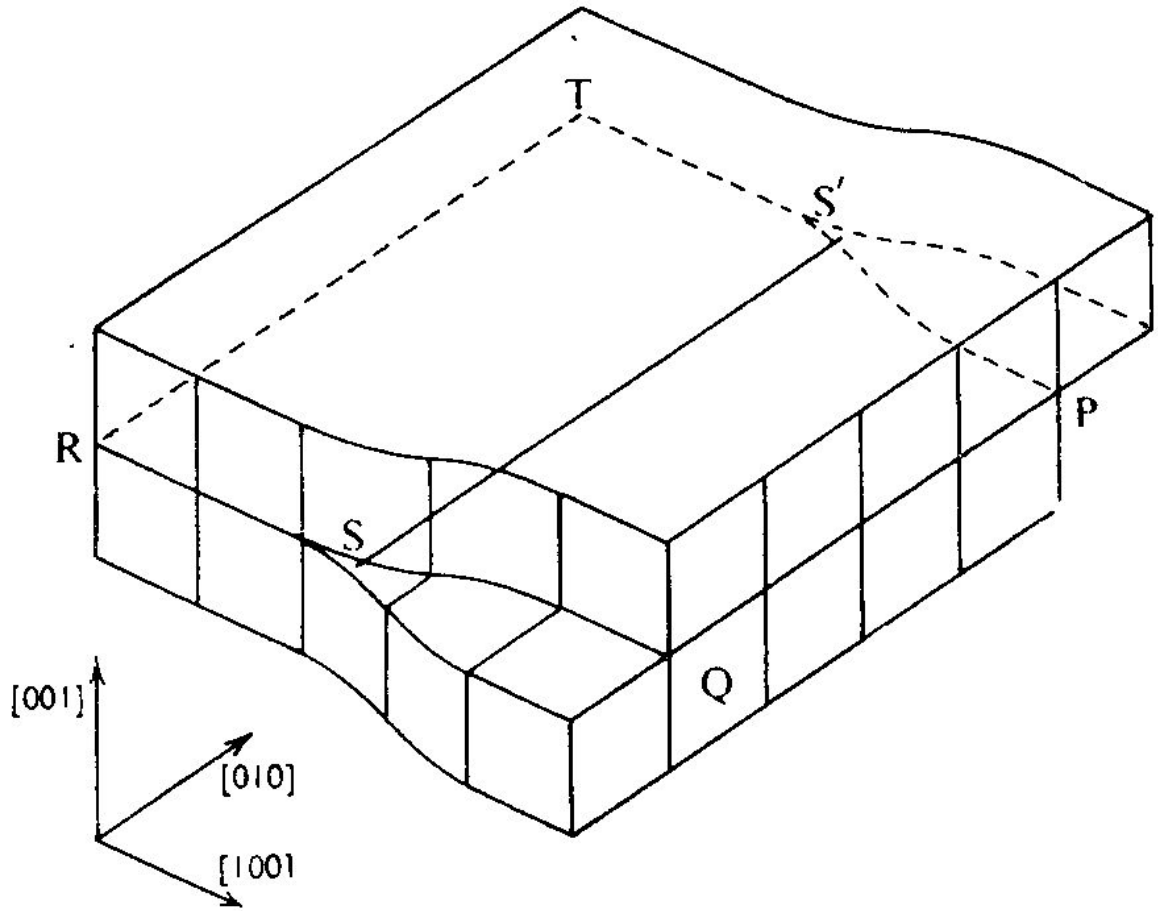
Викладач: **Макара Володимир Арсенійович**

Дислокація



Фиг. 7.13. Деформация, создаваемая винтовой дислокацией, параллельной оси z.

Дислокації



Ф и г. 7.1. Винтовая дислокация в примитивной кубической решетке.

Сила, діюча на дислокацію

$$dw = \sigma b\, dx. \qquad (7.1)$$

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

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

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

Предположим, что когда вакансия создается путем добавления атома из решетки к краю экстраплоскости краевой дислокации, отрезок αb дислокации переползает на βb. Здесь α и β — константы порядка единицы, зависящие от структуры кристалла. Тогда, если рождается вакансия, напряжение, действующее с силой переползания F на единицу длины, совершает работу W, равную [1])

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

Следовательно, равновесная концентрация вакансий растет от ее значения C_0 в отсутствие силы переползания [2]) до величины

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

Сила, діюча на дислокацію

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

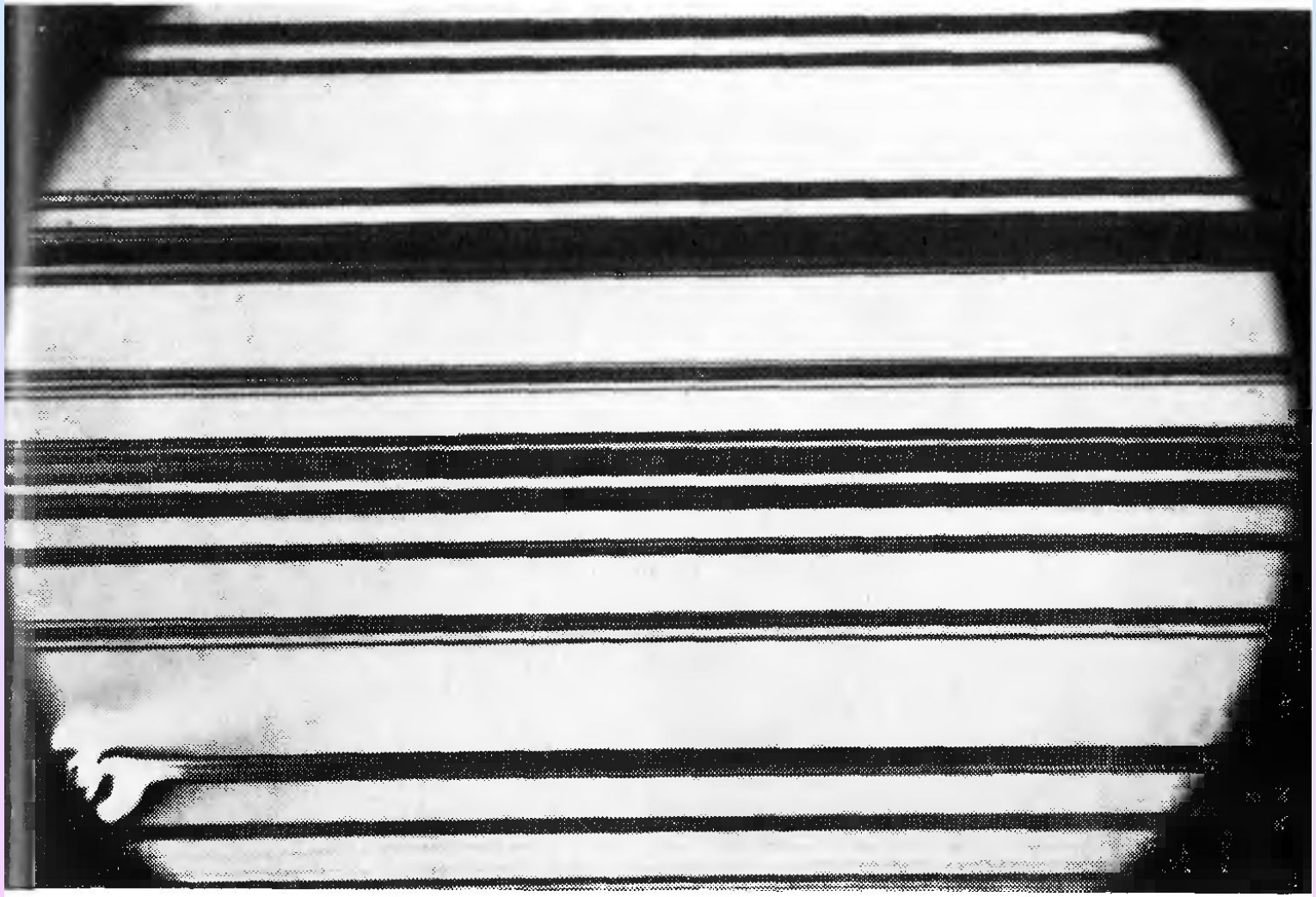
$$-F = -(kT/\alpha\beta b^2)\ln(C/C_0). \qquad (7.15)$$

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.

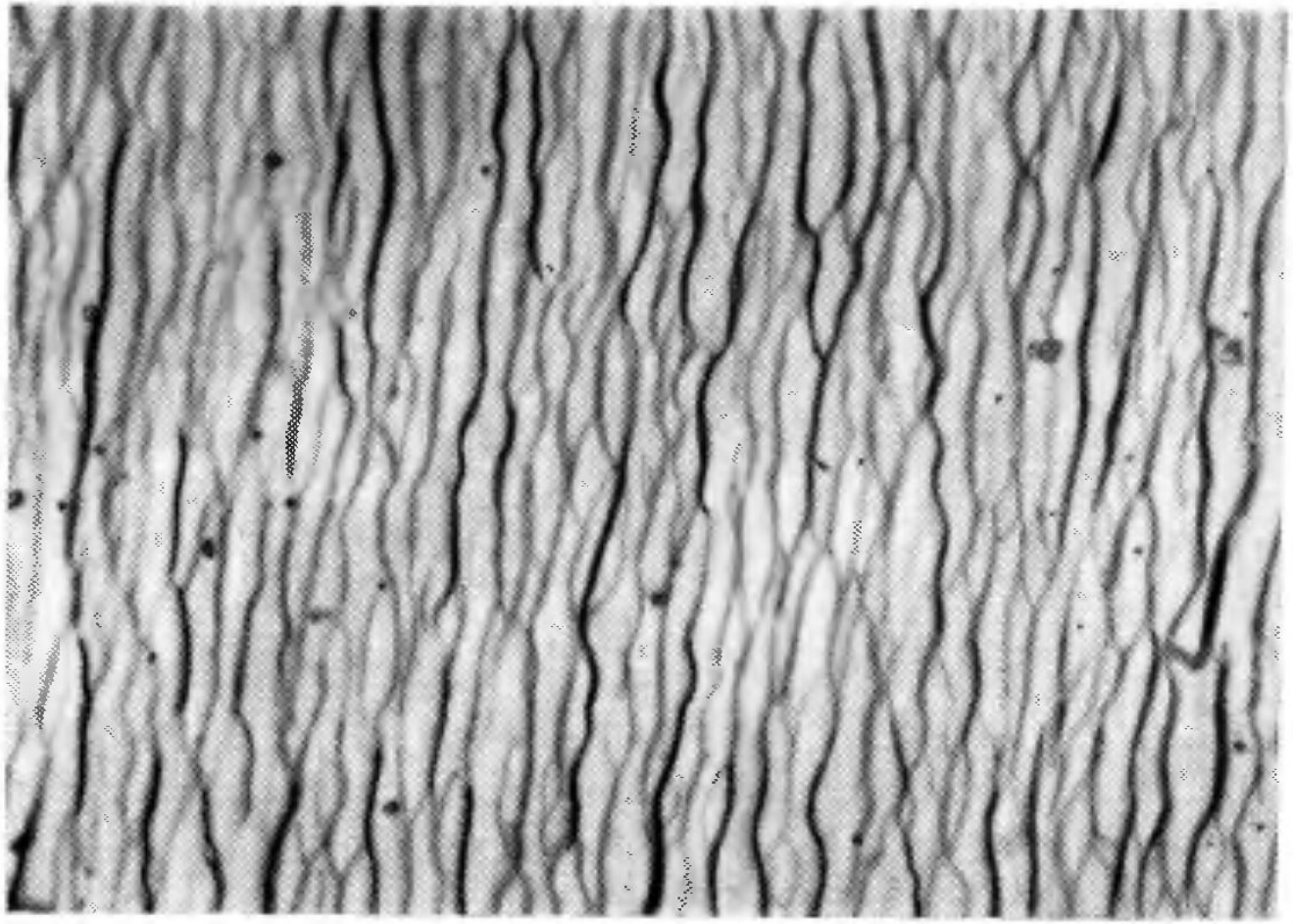
Интересно сравнить величину «химического напряжения» F/b с величиной типичного механического напряжения. Подставляя $\alpha = \beta = 1$, $\mu b^3 \approx 5$ эВ^2, где μ — модуль сдвига, $kT \approx \approx {}^1/_{40}$ эВ при комнатной температуре, получаем

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

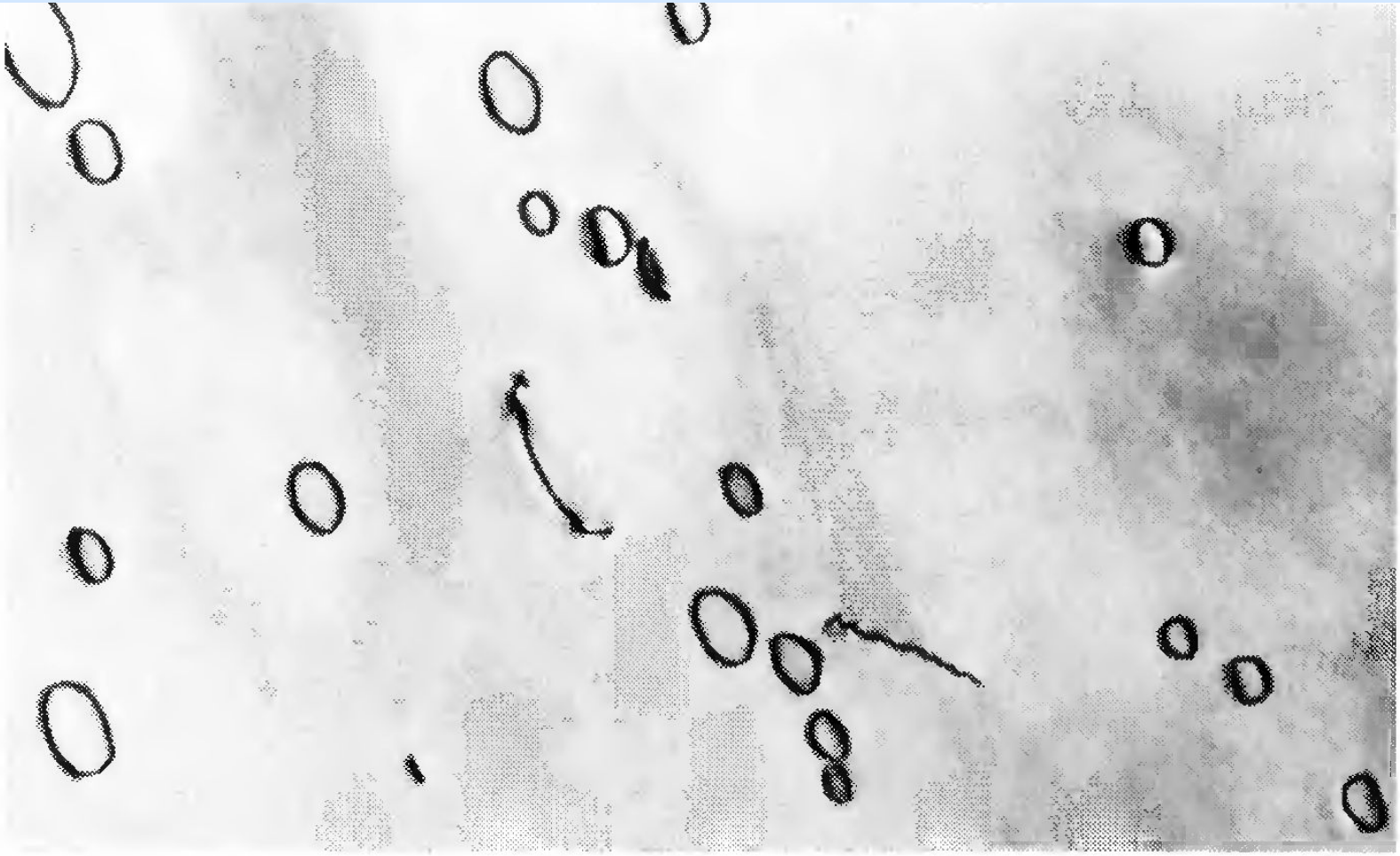
Многие кристаллы способны выдержать напряжение не больше, чем $\mu/200$, поэтому совсем незначительные пересыщения, даже те, что создаются закалкой от температур, близких к температуре плавления, могут вызвать рост небольших призматических петель. Это наблюдалось, например, в алюминии.



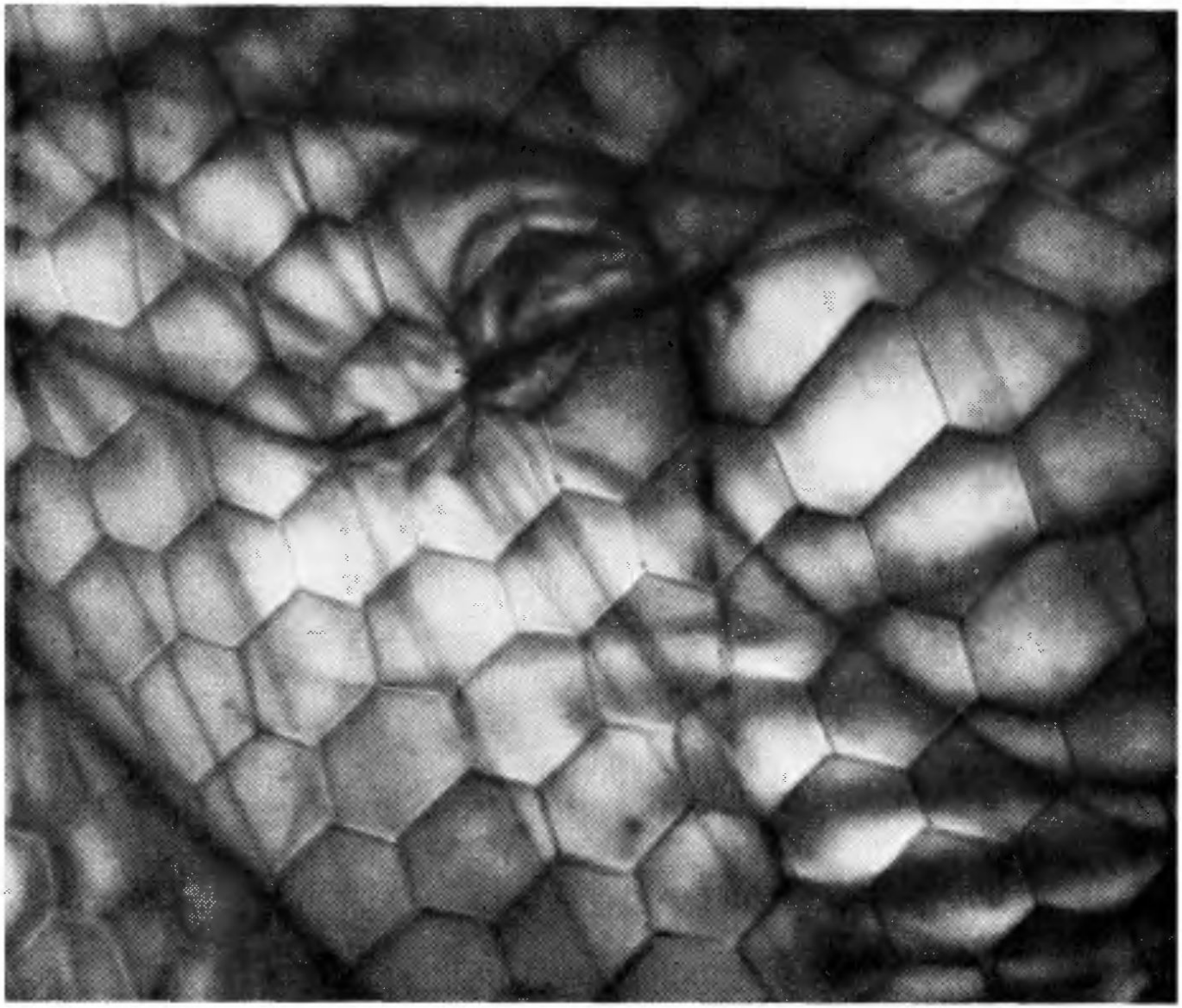
6А. Скопления линий скольжения в сплаве Cu — Ni. ×600 (Р. А. Фоксалл).



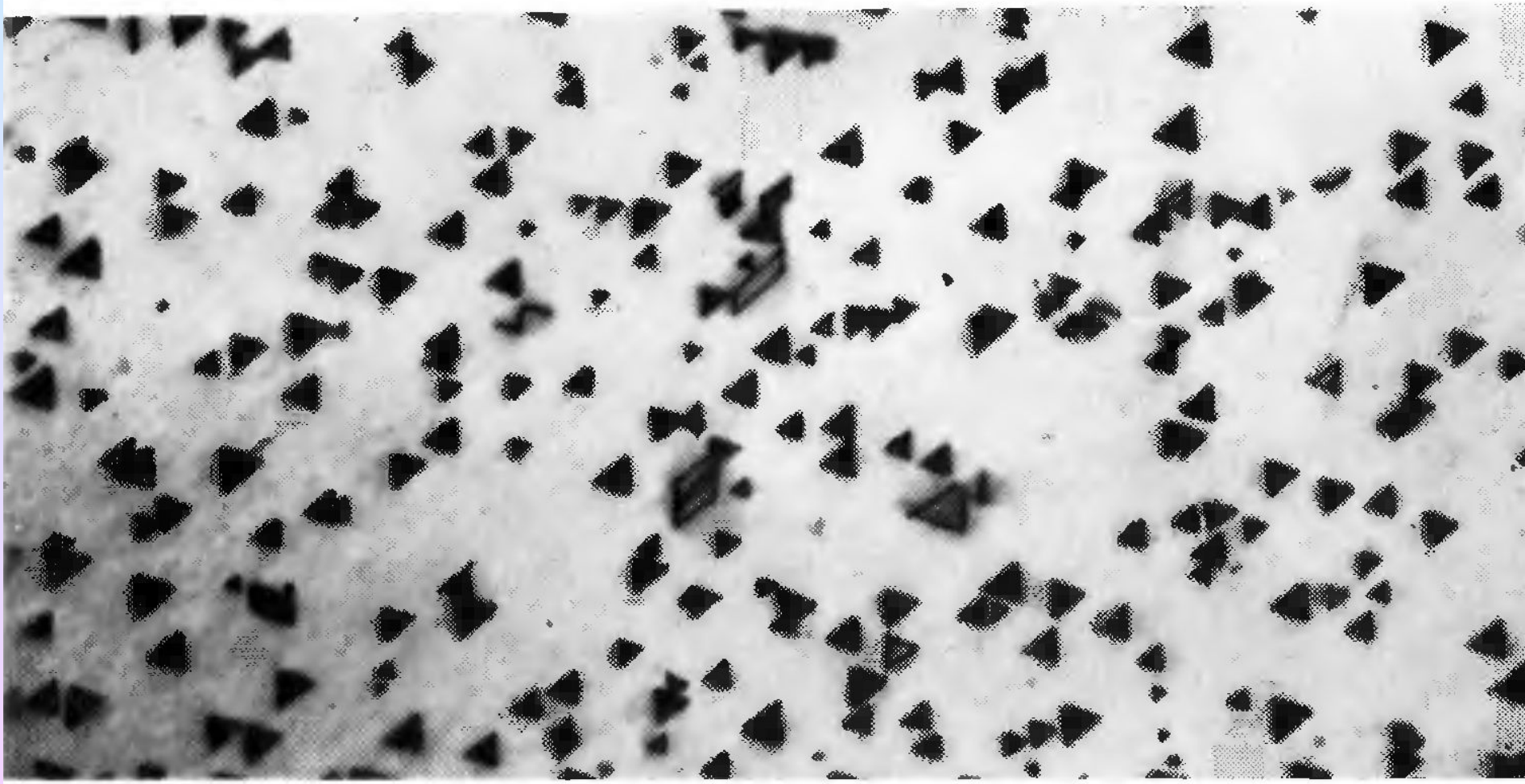
6Б. Волнистое скольжение в ниобии. ×750 (М. С. Дьюсберри).



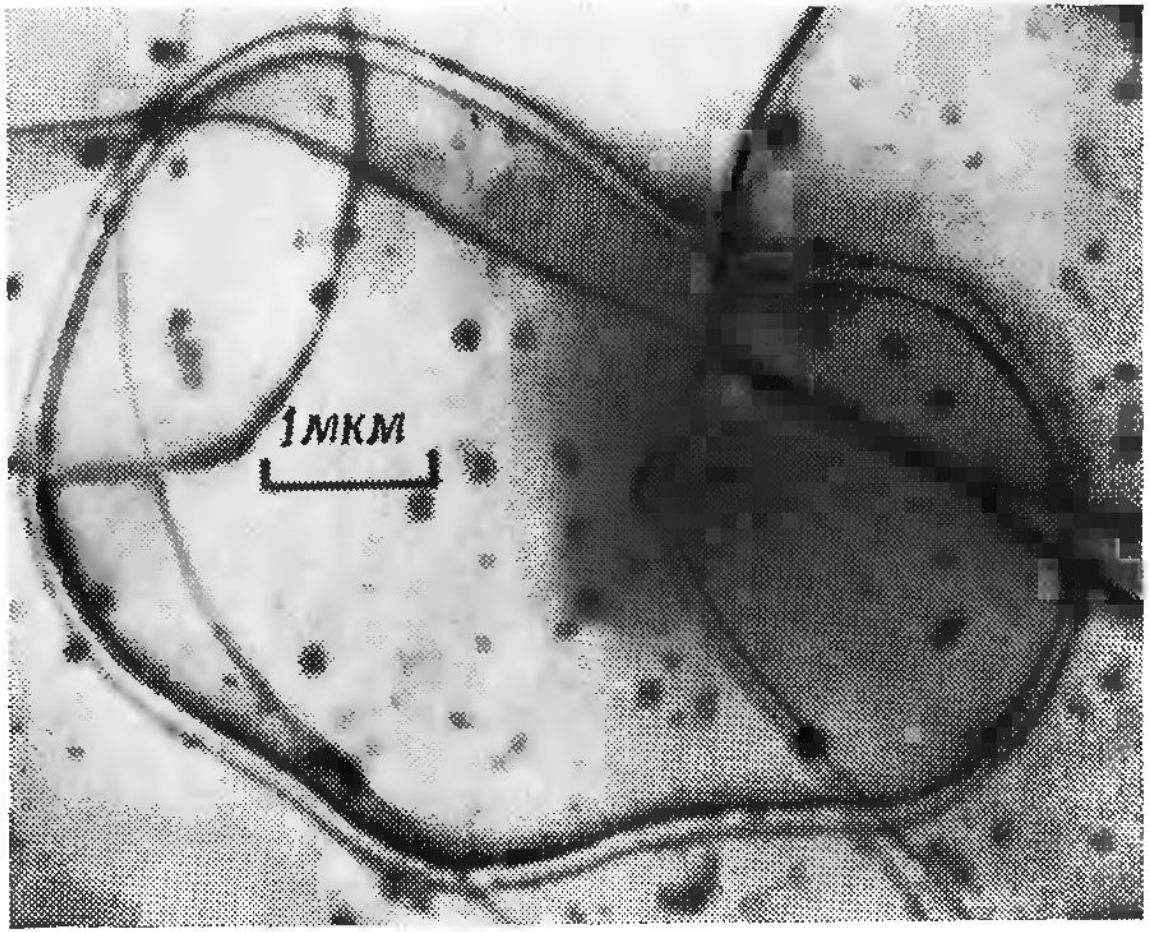
7А. Петли краевых дислокаций в кристалле окиси магния. × 20 000.



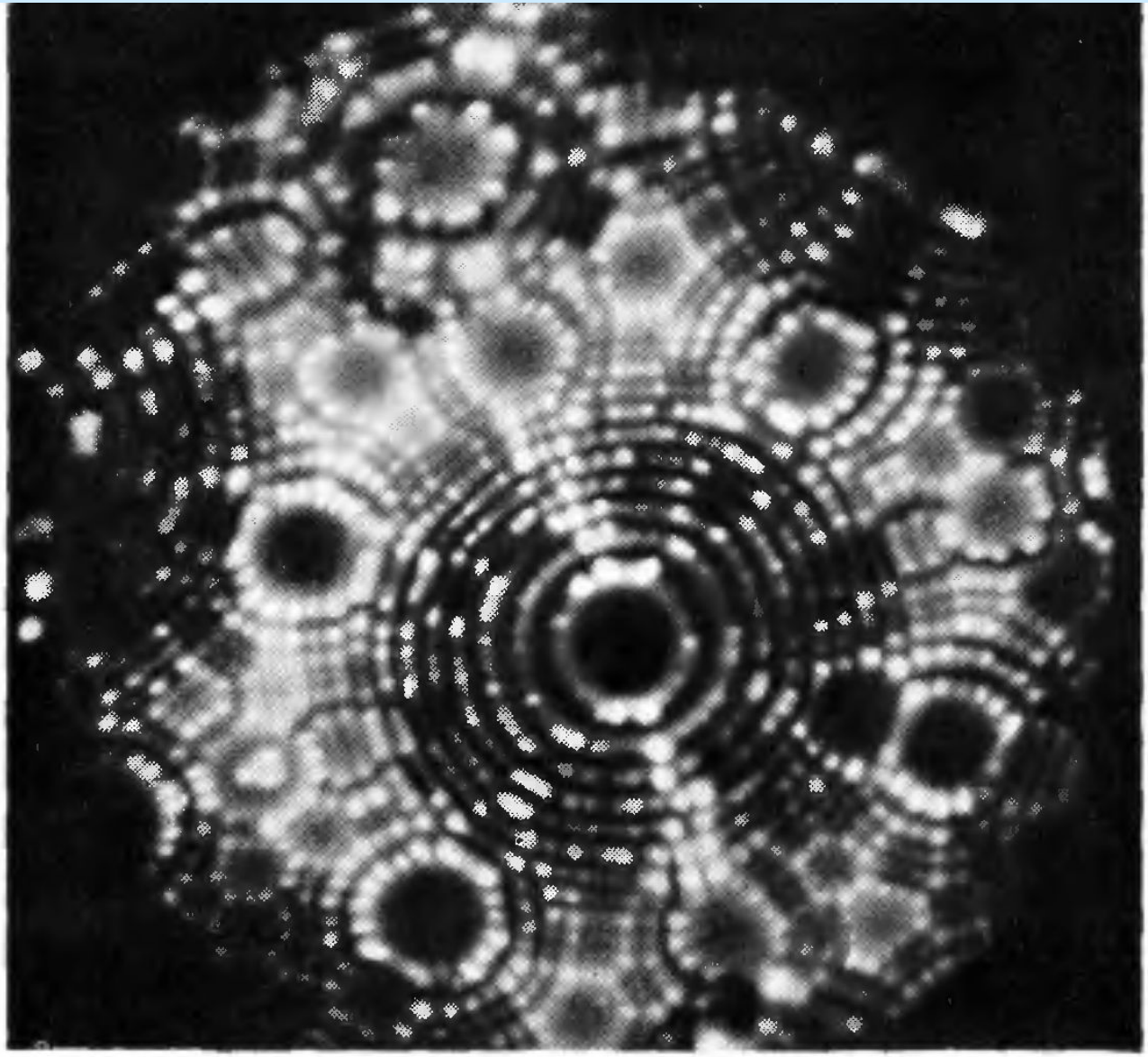
7Б. Дислокационная сетка в кристалле нитрида бора. ×20 000.



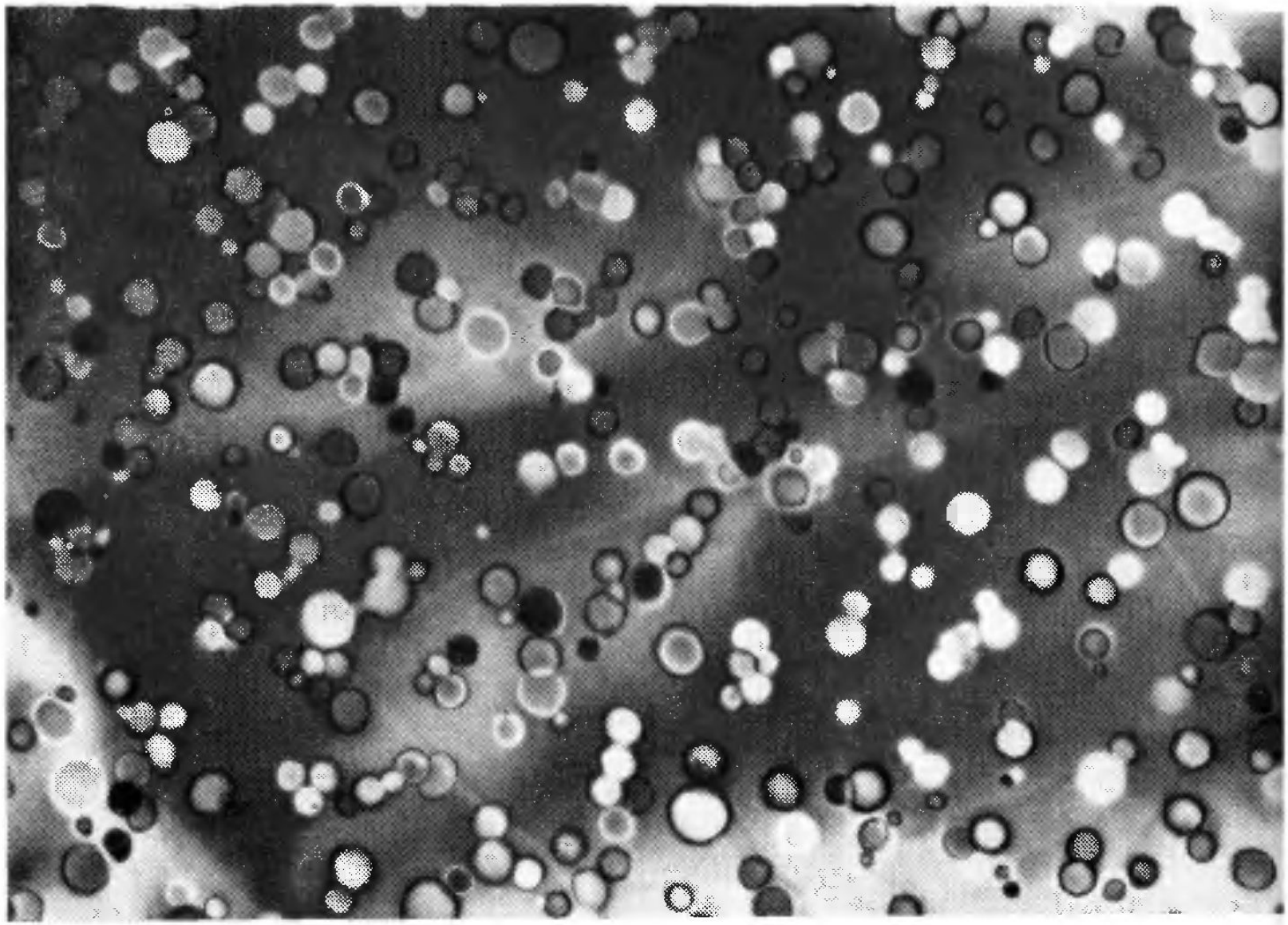
8А. Тетраэдры дефектов упаковки в закаленном золоте. ×40 000 (М. Дж. Уилан).



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

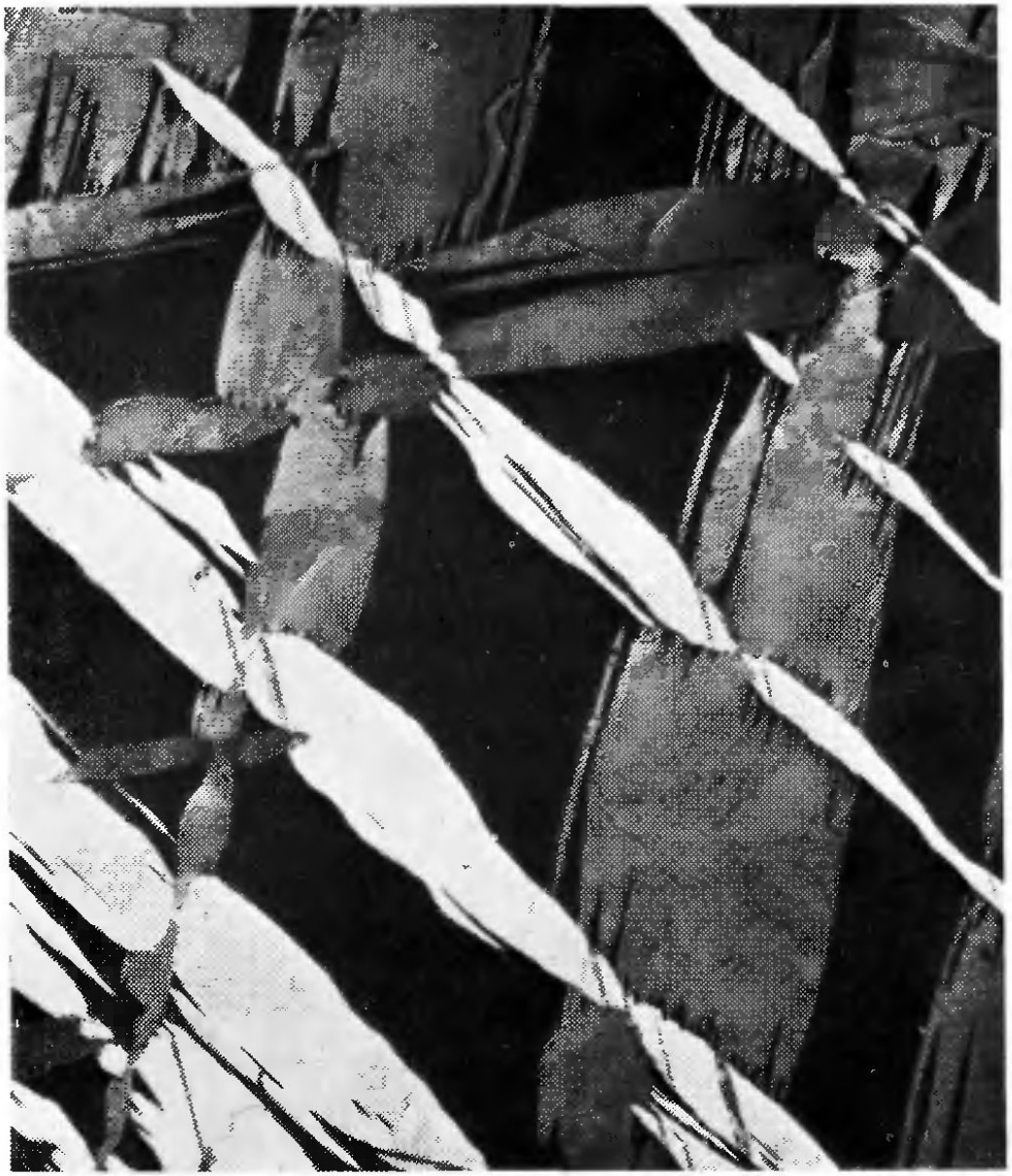


9А. Острие вольфрамовой иглы, сфотографированное в ионном микроскопе (Д. А. Смит).

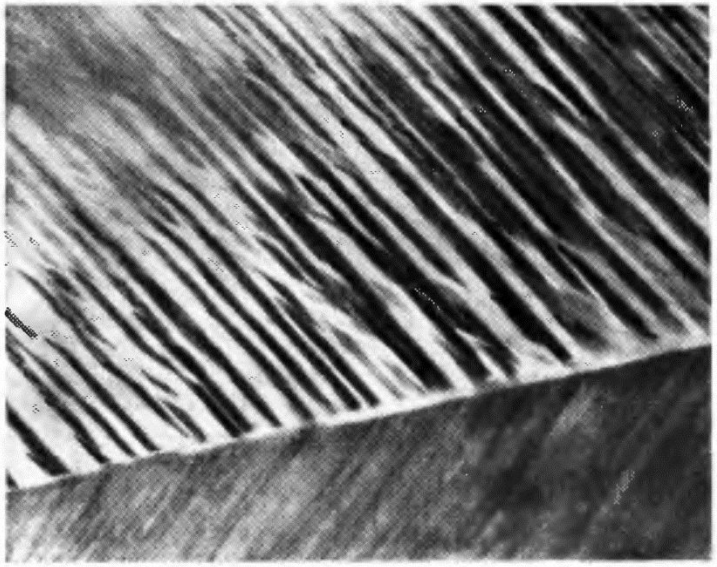


9Б. Дислокационные петли в графите при скоплении точечных дефектов, возникших под действием нейтронного облучения. ×35 000 (Р. М. Майер).

10А. Двойниковые ламели в деформированном ниобии. ×180 (Н. А. Боучер).



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

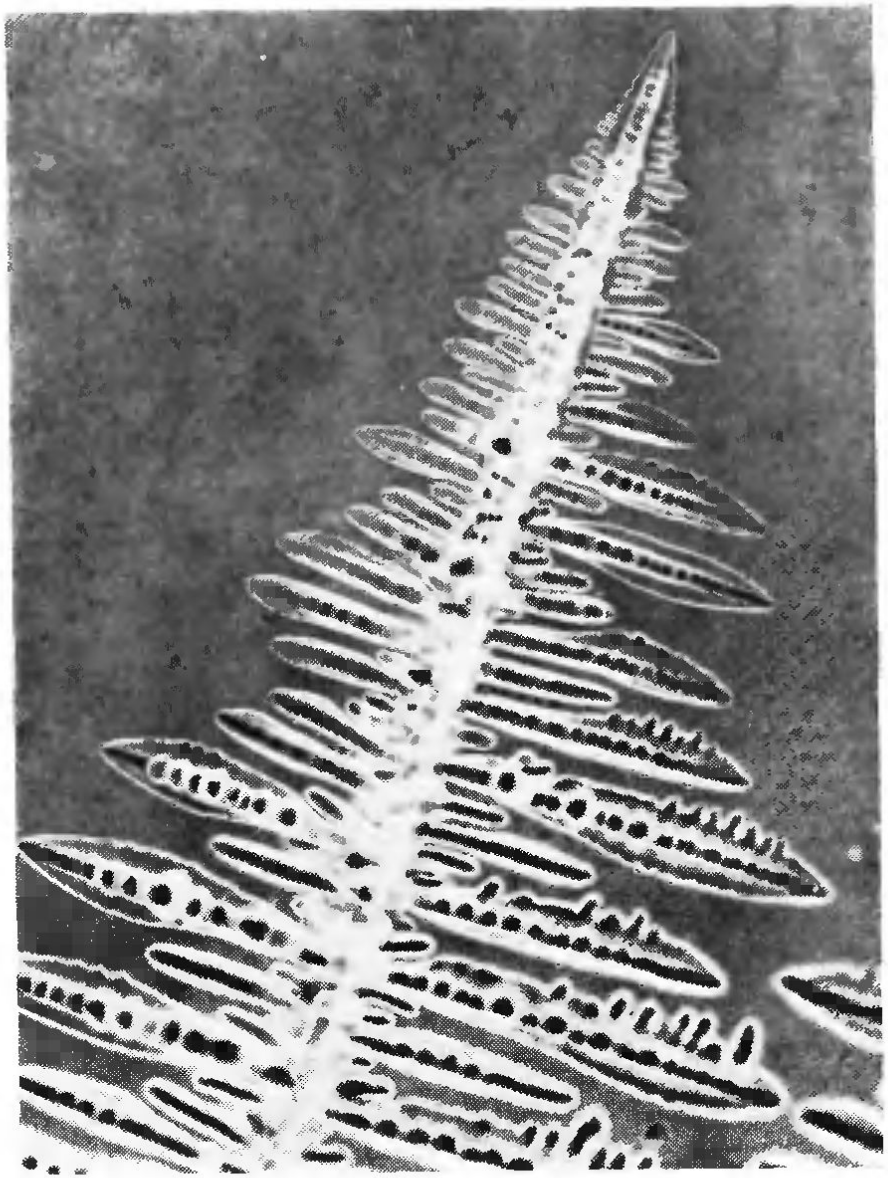


11А. Край внутренне сдвойникованной мартенситной пластинки в стали с 24% Ni (0,5% C). ×30 000 (М. Г. Уалле).

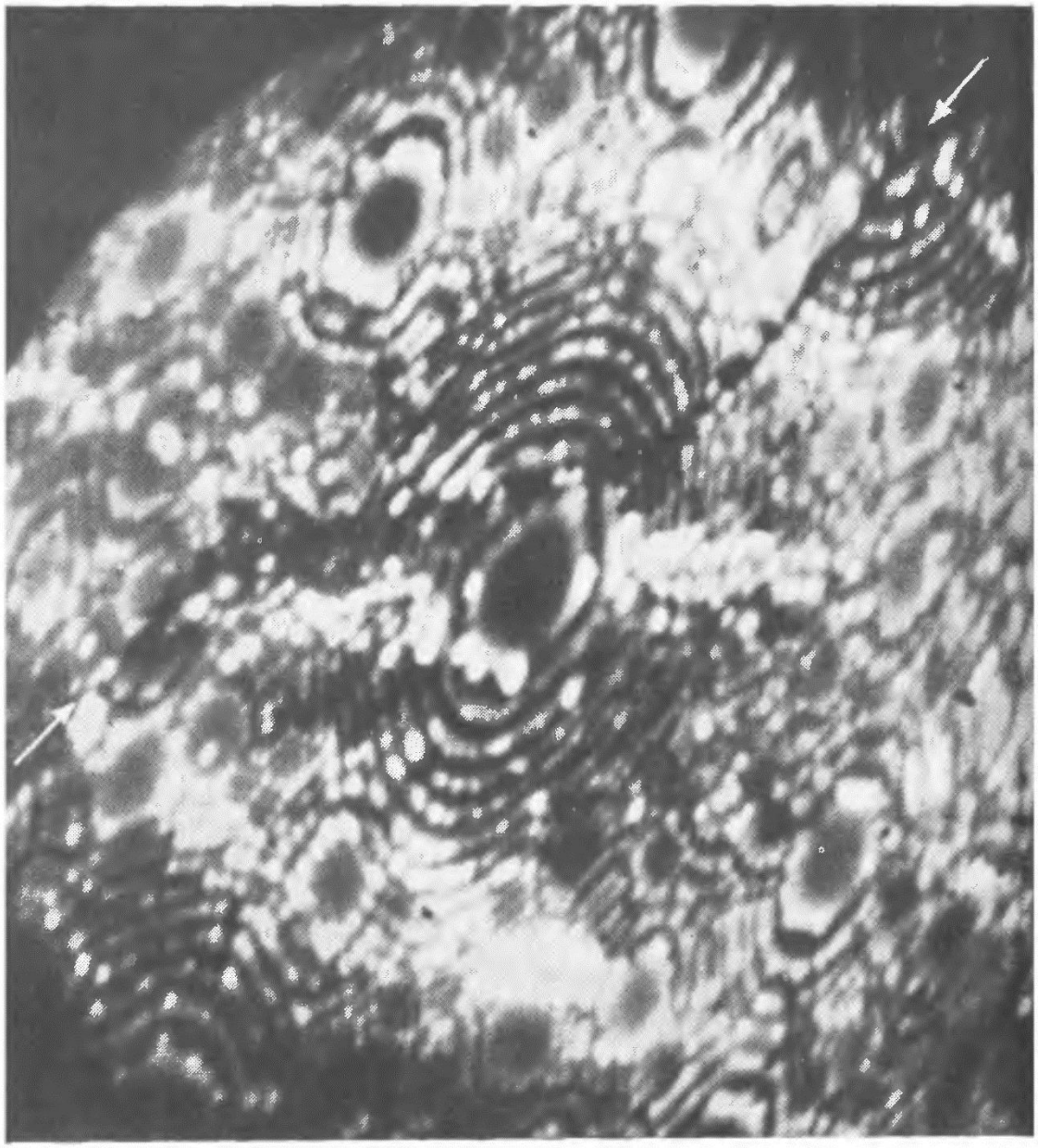
11Б. Двойниковая мартенситная ламель в сплаве Ti — Nb. ×30 000 (У. А. Соффа).

11В. Зигзагообразный мартенсит в стали с 24% Ni (0,5% C). ×12000 (М. Г. Уэллс).

12А. Межграничные дислокации в пластинчатых выделениях в сплаве Al — Cu. ×90 000 (Л. Г. Бонар).

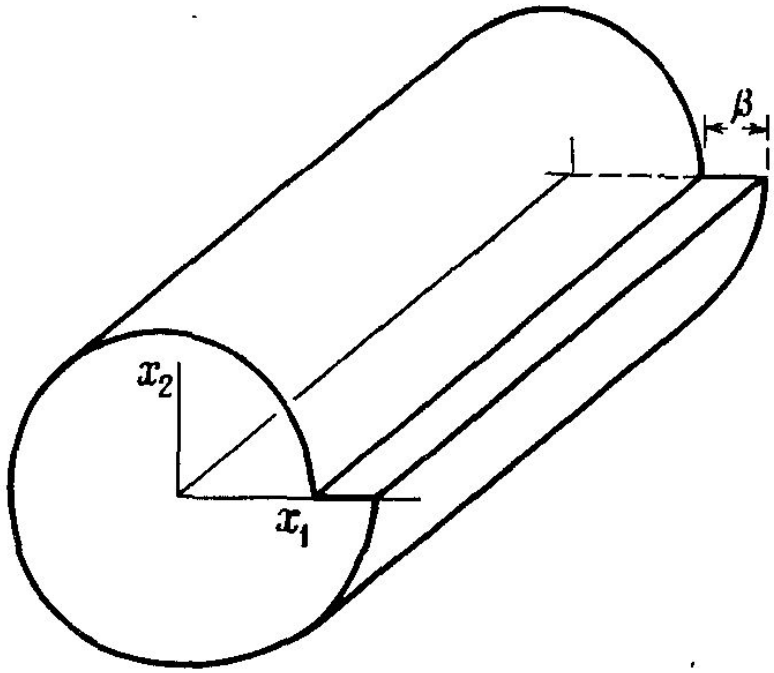


12Б. Дендриты кристаллизующегося циклогексанола. ×60 (Дж. Д. Хант)



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

Пружна енергія дислокації



Фиг. 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

$$dE = (^1/_2\mu\gamma^2)\, 2\pi r\, dr, \qquad (8.1)$$

а упругая энергия на единицу длины дислокации в области от радиуса ядра дислокации r_0 до радиуса R равна [1])

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

или

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

Пружна енергія дислокації

$$dW = F(\beta)\, d\beta, \tag{8.3}$$

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

$$F = \int_{r_0}^{R} \sigma_{12}\, dx_1. \tag{8.4}$$

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 β, имеем

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

откуда следует, что

$$F \doteq [\mu\beta/2\pi(1-\nu)] \ln(R/r_0). \tag{8.6}$$

Упругая энергия на единицу длины получается равной

$$E = W = \int_0^b F\, d\beta, \tag{8.7}$$

Пружна енергія дислокації

или

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

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 Бюргерса направлен под углом θ к линии дислокации, равна сумме деформаций, вызванных краевой и винтовой дислокациями с векторами Бюргерса $b\sin\theta$ и $b\cos\theta$ соответственно. Поэтому упругая энергия смешанной дислокации равняется

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

где

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

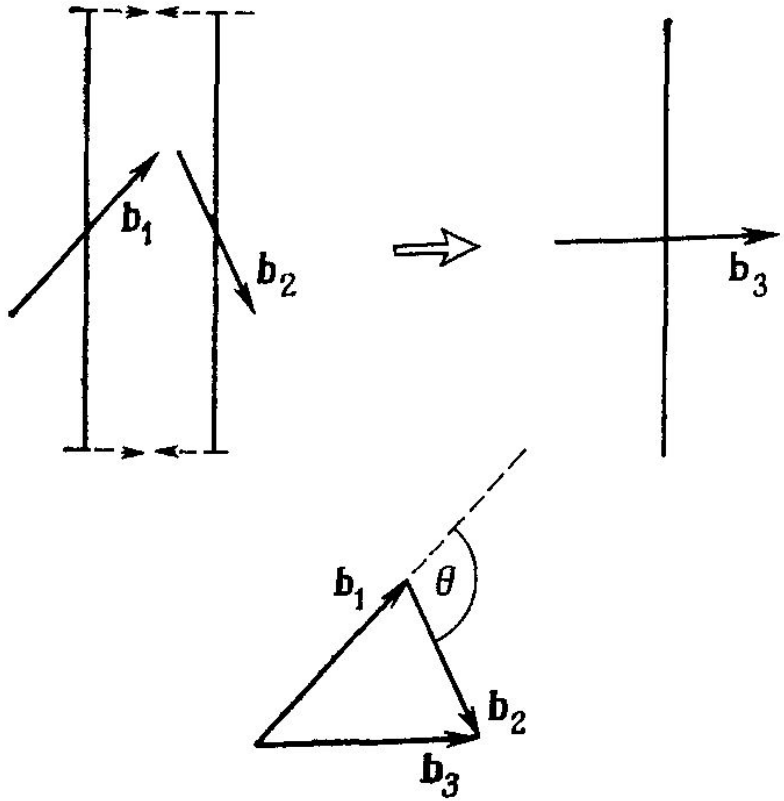
Чтобы грубо оценить абсолютную величину упругой энергии дислокации, достаточно рассмотреть выражение (8.2):

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

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·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·см$^{-1}$, если принять R равным 1 мкм, или $2{,}95 \cdot 10^{-4}$ эрг·см$^{-1}$, если принять R равным 1 см. Значение 2 эрг·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 дислокации, всегда больше, чем у идеального кристалла.

Пружна енергія дислокації



Фиг. 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.	$^1/_2 \langle 111 \rangle$ $\langle 100 \rangle$	8 6	$3a^2/4$ a^2
Г. ц. к.	$^1/_2 \langle 110 \rangle$	12	$a^2/2$
Гексагональная	$^1/_3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$ $\langle 0001 \rangle$	6 2	a^2 c^2
Ромбоэдрическая, $\alpha < 90°$	$\langle 100 \rangle$ $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ $\langle 1\bar{1}1 \rangle$	6 6 6	a^2 $4a^2 \sin^2(\alpha/2)$ $a^2[1+4\sin^2(\alpha/2)]$
Ромбоэдрическая, $\alpha > 90°$	$\langle 100 \rangle$ $\langle 110 \rangle$ $\langle 111 \rangle$	6 6 2	a^2 $4a^2 \cos^2(\alpha/2)$ $9a^2[1-(4/3)\sin^2(\alpha/2)]$
Простая тетрагональная	$\langle 100 \rangle$ $\langle 001 \rangle$	4 2	a^2 c^2
Объемноцентрированная тетрагональная, $c/a < \sqrt{2}$	$^1/_2 \langle 111 \rangle$ $\langle 100 \rangle$ $\langle 001 \rangle$	8 4 2	$a^2/2 + c^2/4$ a^2 c^2
Объемноцентрированная тетрагональная, $c/a > \sqrt{2}$	$^1/_2 \langle 111 \rangle$ $\langle 100 \rangle$	8 4	$a^2/2 + c^2/4$ a^2

Пружна енергія дислокації

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

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):

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

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

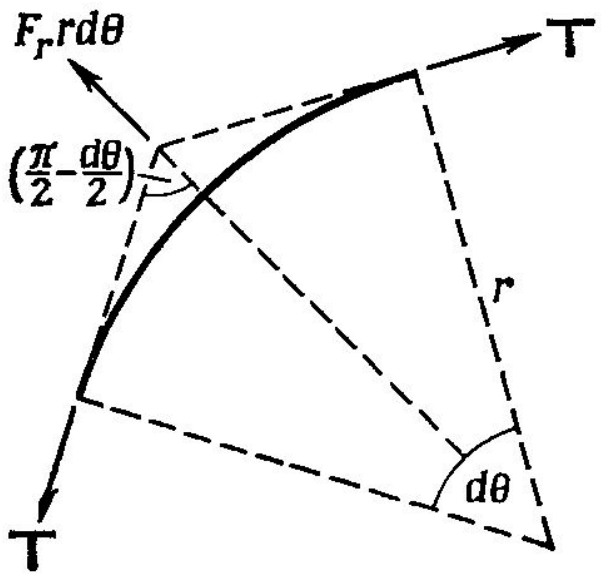
$$2T \sin (d\theta/2) = F_r r\, d\theta. \qquad (8.17)$$

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

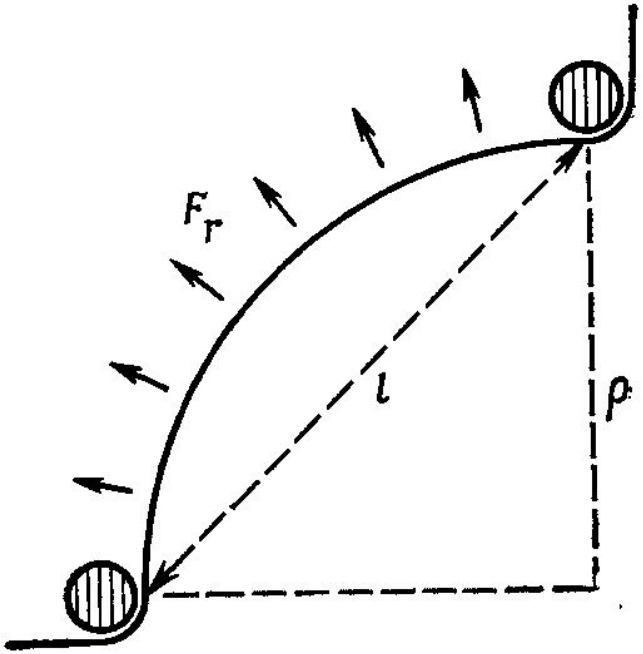
$$T = E. \qquad (8.18)$$

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 ρ, приближенно равно

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

Подставляя в (8.19) $\rho \simeq 500 r_0$, 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 τ на плоскости скольжения, параллельное вектору Бюргерса, создает радиальные силы, действующие на дислокацию. Из формулы (7.4) имеем

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

Из равенств (8.15) и (8.18), если радиус кривизны дислокации равен ρ, получаем

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

или, подставляя $T = 0{,}5\mu b^2$,

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

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

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