

вдали от оси Д. может быть проанализировано методами упругости теории, к-рые заменяют Д. геом. линией. Д. характеризуется величиной и направлением b и единичным вектором касательной τ к её линии. Распределение пары векторов b, τ позволяет описывать любое распределение Д. в кристалле.

Д. порождают вокруг себя упругие деформации и напряжения, поэтому являются источниками упругих полей в кристалле (см. Упругость). Упругие деформации вокруг Д. по своему распределению в кристалле напоминают магн. поле пост. тока, контур к-рого совпадает с линией Д., а сила к-рого пропорц. b . Напр., у винтовой Д., направленной по оси z , поля тензора деформаций

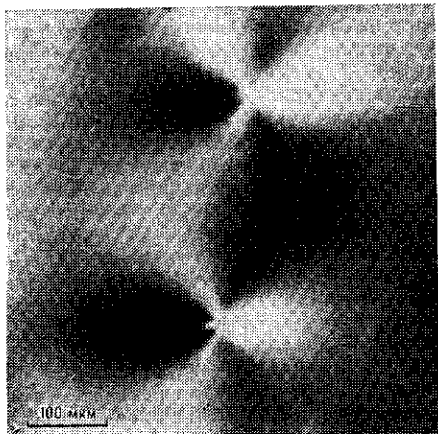


Рис. 3. Поля упругих напряжений вокруг краевых дислокаций в кристалле Si, выявленные по наблюдению фотоупругости; линии дислокации перпендикулярны плоскости рисунка.

ϵ_{ik} и тензора напряжений σ_{ik} имеют следующие отличные от нуля компоненты в цилиндрических координатах r, φ :

$$\epsilon_{z\varphi} = b/4\pi r, \quad \sigma_{z\varphi} = Gb/2\pi r, \quad r^2 = x^2 + y^2.$$

Здесь G — модуль сдвига (см. Модули упругости).

Поле напряжений обуславливает собственную упругую энергию Д., пропорц. b^2 и по порядку величины равную 10^{-4} эрг на 1 см её длины. Поля напряжений вблизи отд. Д. в прозрачных кристаллах наблюдаются с помощью поляризов. света (рис. 3; см. Поляризационно-оптический метод исследования напряжений). Наличие упругих полей приводит к взаимодействию Д., похожему на взаимодействие контуров с пост. током. Это взаимодействие определяет равновесное распределение

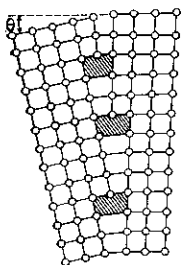


Рис. 4. Граница разориентированных блоков, образованная краевыми дислокациями.

Д. в дислокац. скоплениях. Форма скопления Д. в плоскости скольжения характеризует свойства незавершённой полосы сдвига. Устойчивое скопление представляет краевых Д. в слое, перпендикулярном плоскости скольжения, наз. дислокационной стенкой и вызывает разориентацию кристаллич. блоков, т. е. моделирует границу блоков в кристалле (рис. 4).

Д. как источник упругого поля испытывает действие силы, обусловленной сдвиговыми напряжениями в кристалле и напоминающей силу действия магн. поля на проводник с током. Величина силы, приложенной к единице длины линии Д., равна $f = b\sigma$, где σ — соответствующая сдвиговая компонента тензора напряжений σ_{ik} . Напр., если краевая Д. параллельна оси z и ее

вектор b направлен по оси z , то $f_x = b\sigma_{xy}$. Равновесная форма Д. определяется условием равенства силы f и сил неупругого происхождения, аналогичных силам трения.

Дислокация и пластичность кристаллов. Под действием сдвиговых напряжений Д. могут перемещаться в кристалле, вызывая его пластич. деформацию (рис. 5). Если в движение вовлечено большое число Д., то скорость пластич. деформации $\epsilon^{пл}$ прямо пропорц. плотности ρ движущихся Д. и их ср. скорости v : $\epsilon^{пл} = b\rho v$, где b — величина вектора Бюргерса отдельной Д.

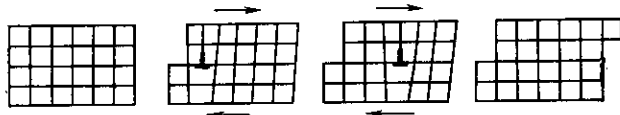


Рис. 5. Схема пластической деформации в результате скольжения дислокации.

Т. о., Д. — носители пластичности монокристалла. Многие проявления пластичности кристаллов связаны с разл. видами движения отд. Д. или целых их рядов и скоплений.

Расположение атомов в ядре краевой Д. приводит к выводу, что её перемещение на 1 атомный шаг вдоль плоскости скольжения связано с малыми относит. перемещениями атомов в ядре Д. Поэтому скольжение Д. должно происходить при сравнительно малых внеш. нагрузках. Напряжения, при к-рых начинается скольжение Д., определяют микроскопич. предел упругости σ_s монокристалла; при достижении такой сдвиговой нагрузки кристалл теряет упругость, в нём начинается пластич. деформация. Величина σ_s оказывается в 10^2 — 10^4 раз меньше модуля сдвига монокристалла G . При отсутствии Д. идеальный монокристалл не должен обладать пластичностью вплоть до напряжений $0,1 G$. Т. о., обусловленная скольжением Д. малая величина σ_s является физ. причиной того, что сдвиговая прочность реальных кристаллов с Д. на неск. порядков ниже таковой для бездислокац. монокристаллов. Сдвиговую прочность, близкую к предельной, могут иметь лишь тончайшие *нитевидные кристаллы*, толщины к-рых измеряются мкм и к-рые часто образуются путём спирального роста вокруг одиночных винтовых Д.

Скольжение Д. не вызывает локального изменения объёма или плотности кристалла и поэтому наз. кон-

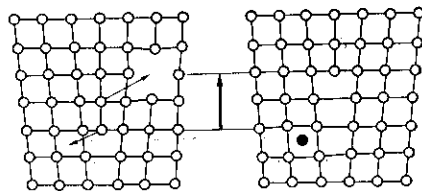


Рис. 6. Переползание краевой дислокации, сопровождающееся изменением числа точечных дефектов в кристалле.

сервативным движением. Существует неконсервативное движение Д., или переползание, при к-ром краевая Д. смещается в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения. Переползание связано с неупругим изменением плотности кристалла вдоль линии Д. и происходит путём «наращивания» или «растворения» атомных рядов на краю «лишней» атомной полуплоскости, что, в свою очередь, сопровождается образованием или исчезновением *вакансий и межузельных атомов* (рис. 6). Если переползание вызвано постоянным сдвиговым напряжением, то связанный с этим перенос материала осуществляется за счёт диффузии атомов или вакансий из кристалла к линиям Д., и направление диффузионных потоков задаётся тензором напряжений. Т. к. коэф. диффузии резко уменьшаются с понижением темп-ры, то переползание Д. с заметной скоростью происходит только при достаточно