

того, что пластич. деформация кристалла начинается при напряжениях, малых по сравнению с теоретич. прочностью кристалла.

Нестационарное движение дислокации (с ускорением) сопровождается изучением упругих (звуковых) волн, подобно тому как нестационарное движение электрич. зарядов приводит к излучению эл.-магн. волн. С др. стороны, взаимодействуя с интенсивными колебаниями кристалла, дислокация вовлекается в осцилляторное диссипативное движение и даёт важный вклад во *внутреннее трение*.

Двухмерные дефекты типа двойников (см. *Двойникование*), трепин или мартенситных включений также могут проявлять себя как динамич. образования. Наряду с дислокациями они играют определяющую роль в пластичности и прочности кристаллов.

Взаимодействие с проникающим излучением. Динамич. взаимодействие кристалла с фотонами разной энергии (в т. ч. рентгеновскими и γ -квантами), нейтронами или ускоренными заряж. частицами имеет разное проявление в зависимости от энергии и импульса, передаваемых кристаллу проникающей частицей. Если эта энергия сравнима с $\hbar\omega_m$, а передаваемый импульс имеет порядок величины \hbar/a , то происходит неупругий процесс рассеяния частицы, сопровождающийся рождением одного или неск. фононов. Изучение таких процессов позволяет определить закон дисперсии колеблющегося кристалла (рис. 2). Однако возможен процесс без отдачи, при к-ром энергия частицы сохраняется и в кристалле не происходит рождения фонона. Такие процессы (типа *Мессбауэра эффекта*) характеризуются предельно узкими дифракционными линиями, и их доля измеряется *Дебая — Уоллера фактором*.

Если кинетич. энергия частицы велика, то она способна выбить атомы кристалла из равновесных положений, сообщая им значит. энергию и превращая их в движущиеся дефекты. Они, в свою очередь, создают вторичные смещения атомов и смещения более высоких порядков, в результате чего возникает каскад точечных дефектов. Однако существуют такие направления, параллельные атомным рядам и атомным плоскостям («каналы»), вдоль к-рых быстрые заряж. частицы с длиной волны де Бройля, значительно меньшей a , движутся, практически не вызывая смещения атомов. Явление канализирования частиц различно для частиц разного знака зарядов (электронов и позитронов и т. п.).

Лит.: Борн М., Хуан Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, пер. с англ., М., 1958; Косевич А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981; Lifshitz I. M., Kosevich A. M., The dynamics of a crystal lattice with defects, «Rept. Progr. Phys.», 1966, v. 29, pt 1, p. 217. А. М. Косевич.

ДИНАМИКА РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ — раздел механики газов, в к-ром изучаются явления, требующие учёта молекулярной структуры, притяжения представлений и методов *кинетической теории газов*. Толчком к бурному росту исследований в этой области и образованию на стыке *газовой динамики* и кинетич. теории газов самостоятельной дисциплины — Д. р. г. — послужило развитие вакуумной техники и космонавтики, что и обусловило её название; Д. р. г. наз. также *молекулярной газодинамикой*.

В Д. р. г. фундаментальное значение имеет отношение ср. длины свободного пробега молекул между столкновениями λ к характерному размеру течения L — т. н. *Кнудсена число* $Kn = \lambda/L$.

Классич. газовая динамика справедлива при $Kn \ll 1$. Т. к. в этом случае на длине пробега параметры газа изменяются мало, то благодаря столкновениям молекул в окрестности каждой точки течения устанавливается локальное, близкое к равновесию состояние, к-рое можно характеризовать неск. макроскопич. параметрами (плотностью, скоростью, темп-рой) и производными от них. Это позволяет прийти к локальному макроскопич. газодинамич. описанию, к представлению о газе как о сплошной среде (континууме), наделённой

нек-рыми свойствами (вязкостью, теплопроводностью, диффузией и т. д.). Число Kn можно выразить через параметры континуальной газодинамики — *Маха число* M и *Рейнольдса число* $Re (Kn = M/Re)$. Отсюда следует, что континуальная газодинамика имеет место при фиксированном M и $Re \rightarrow \infty$ либо при $Re = \text{const}$ и $M \rightarrow 0$.

По мере возрастания числа Kn состояние газа всё больше отличается от локально равновесного, его нельзя охарактеризовать конечным числом макропараметров и необходимо перейти к кинетическому его описанию с помощью ф-ции распределения молекул $f(t, x_i, \xi_i)$, где t — время, x_i — пространств. координаты, ξ_i — компоненты вектора скорости молекул ($i=1, 2, 3$). Величина $f dx_1 dx_2 dx_3$ определяет число молекул в момент времени t , имеющих скорости в интервале $d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3$ около скорости ξ в элементе пространства $dx = dx_1 dx_2 dx_3$ около точки x . Изменение ф-ции f во времени и пространстве описывается *кинетическим уравнением Больцмана*:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \xi_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = J(t, x, \xi),$$

где J — интеграл столкновений, характеризующий изменение ф-ции распределения f , обусловленное столкновениями молекул.

Свободномолекулярное течение. Если $Kn \gg 1$, то столкновениями можно пренебречь. В этом случае $df/dt=0$, т. е. ф-ция распределения не изменяется вдоль траектории молекул. Такие течения наз. *с в о б о д н о м о л е к у л я р н ы м и*. Характер явлений при этом определяется столкновением молекул с ограничивающими течение поверхностями, а следовательно, законами взаимодействия молекул с жидкими или твёрдыми телами. Явления в свободномолекулярной области имеют характер, существенно отличный от аналогичных явлений в континуальной области ($Kn \ll 1$). Пусть, напр., с двух сторон от нек-рой плоскости газ находится в равновесии (в покое) при темп-рах T_1 и T_2 и давлениях p_1 и p_2 . Если в плоскости имеется отверстие, диаметр к-рого $L \gg \lambda$, т. е. $Kn \ll 1$, то, согласно законам континуальной газодинамики, газ не будет перетекать через отверстие, если $p_1 = p_2$, независимо от темп-р T_1 и T_2 . Если же $L \ll \lambda$, то перетекание отсутствует при условии $p_1/\sqrt{T_1} = p_2/\sqrt{T_2}$, т. к. малое отверстие не нарушает равновесия в каждом из сосудов, а при равновесии число молекул, проходящих из каждого из сосудов через единицу площади отверстия, пропорционально произведению плотности $\rho \sim p/T$ на ср. скорость теплового движения молекул, пропорциональную \sqrt{T} .

Характерные особенности обтекания тел в свободномолекулярном режиме особенно наглядны при гипертермич. скоростях набегающего потока, т. е. когда скорость потока v много больше ср. скоростей теплового движения молекул, так что, пренебрегая последними, можно считать, что все молекулы набегающего потока движутся с одной скоростью v . Если n — число молекул в единице объёма набегающего потока и S — площадь *миделевого сечения* обтекаемого тела, то число молекул, падающих на тело, равно nvS , а приносимый ими импульс $X_i = \rho v^2 S$, где $\rho = mn$ — плотность, m — масса молекулы. Полная сила сопротивления тела $X = X_i + X_r$, где X_r — реактивный импульс отражённых от тела молекул. В аэродинамике силы, действующие на тело, принято характеризовать безразмерными *аэродинамическими коэффициентами*. Если пренебречь импульсом отражённых молекул, то коэф. сопротивления $C_x = X/(1/2 S \rho v^2) = 2$, т. о., коэф. сопротивления $C_x \gg 2$ независимо от формы тела. В континуальном же режиме для хорошо обтекаемых тел C_x порядка сотен или десятков единицы, а для плохо обтекаемых близок к 1. В свободномолекулярном гипертермич. режиме подъёмная сила обусловлена лишь реактивным импульсом отражённых молекул. В условиях космич. полёта, напр., скорость отражённых молекул $\ll v$ и $C_y = Y/(1/2 S \rho v^2)$ мал, а следовательно, и *аэродинамиче-*