нения формы (сдвига), но не объёма. Такое представление удобно в связи с различием поведения материала при гидростатическом расширении-сжатии и сдвиге. В теории пластичности процесс девиаторной Д. играет особую роль; её изображают кривой — т. н. траекторией Д. Важными характеристиками траектории Д. являются её кривизны.

Шесть ф-ций $\varepsilon_{ij}(x_1, x_2, x_3)$ определяют деформиров. состояние тела. Если ε_{ij} не зависят от координат, Д. тела наз. **однородной**. Т. к. величины ε_{ij} связаны с удлинениями и поворотами координатных волокон, то их значения зависят от выбора системы координат. Напр., относит. удлинение ε'_{11} волокна, совпадающего до Д. с направлением оси Ox'_1 системы $Ox'_1x'_2x'_3$, вычисляется по ф-ле (1), если в ней α_1, α_2, α_3 — углы между $O'x_1$ и осями $Ox_1x_2x_3$. При этом величины

$$E_1=\theta,\ E_2=\varepsilon_{11}^2+\varepsilon_{22}^2+\varepsilon_{33}^2+2(\varepsilon_{12}^2+\varepsilon_{23}^2+\varepsilon_{31}^2),$$

$$E_3=\begin{vmatrix}\varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13}\\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23}\\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33}\end{vmatrix} \qquad (2)$$

не изменяются при повороте системы координат и наз. **инвариантами** тензора Д. В каждой точке среды существует три таких взаимно перпендикулярных волокна, что углы между ними при Д. остаются прямыми. Их относит. удлинения ε_1, ε_2, ε_3 наз. **главными удлинениями** или главными Д., а их направления — **главными осями** Д. в точке. Главные удлинения также являются инвариантами тензора Д., причём

$$E_1=\varepsilon_1+\varepsilon_2+\varepsilon_3,\quad E_2=\varepsilon_1^2+\varepsilon_2^2+\varepsilon_3^2,$$
$$E_3=\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3.$$

Компоненты тензора малой Д. выражаются через координаты вектора перемещения точки $\boldsymbol{u}=u_1\boldsymbol{e}_1+u_2\boldsymbol{e}_2+u_3\boldsymbol{e}_3$ ($\boldsymbol{e}_i$ — единичные векторы вдоль координатных осей) ф-лами

$$\left.\begin{aligned}&\varepsilon_{11}=\partial u_1/\partial x_1,\ \varepsilon_{22}=\partial u_2/\partial x_2,\ \varepsilon_{33}=\partial u_3/\partial x_3,\\ &\varepsilon_{12}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}+\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right),\quad \varepsilon_{23}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3}+\frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right),\\ &\varepsilon_{31}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1}+\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right).\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Требование сохранения сплошности тела при Д. налагает на ф-ции ε_{ij} определ. ограничения, выражаемые ур-ниями совместности Д. Девять величин $\partial u_i/\partial x_j$, входящих в равенства (3), образуют тензор дисторсии, к-рый определяет не только Д. окрестности точки, но и её поворот.

Иногда удобно рассматривать вектор скорости частицы среды $\boldsymbol{v}=d\boldsymbol{u}/dt=v_1\boldsymbol{e}_1+v_2\boldsymbol{e}_2+v_3\boldsymbol{e}_3$, где $v_i=du_i/dt$, и тензор скоростей Д. v_{ij}, к-рый определяется ф-лами, аналогичными (3), где u_i заменены на v_i.

Компоненты конечной (большой) Д. уже не могут рассматриваться как относит. удлинения и изменения первоначально прямых углов. Количественную меру конечной Д. определяет изменение геометрич. характеристик системы координат, к-рая как бы вморожена в среду и деформируется вместе с ней.

В декартовой системе координат компоненты тензора конечной Д. выражаются через перемещения точек среды ф-лами

$$\left.\begin{aligned}&\tilde{\varepsilon}_{11}=\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{3}\left(\frac{\partial u_m}{\partial x_1}\right)^2,\\ &\dots\dots\dots\dots\\ &\tilde{\varepsilon}_{12}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2}+\frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)+\frac{1}{2}\sum_{m=1}^{3}\frac{\partial u_m}{\partial x_1}\,\frac{\partial u_m}{\partial x_2},\\ &\dots\dots\dots\dots\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

При малых деформациях малые величины $\left|\frac{\partial u_m}{\partial x_i}\frac{\partial u_m}{\partial x_j}\right| \ll \left|\frac{\partial u_k}{\partial x_n}\right|$ отбрасываются и получаются ф-лы (3).

Иногда в качестве меры конечной Д. вводят логарифмич. Д. $\varepsilon=\ln(l/l_0)$.

Измерения Д. (механические, электрические, магнитные и др.) основаны на прямом или косвенном измерении расстояний между фиксиров. точками тела или порождаемых Д. эффектов (оптических, пьезоэлектрических и т. п.). Количественные характеристики Д. являются существ. параметрами термомеханич. состояния вещества и используются в расчётах прочностных характеристик конструкций, усилий и течения вещества при обработке металлов давлением и др.

Лит.: Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1, М., 1983; Ильюшин А. А., Механика сплошной среды, 2 изд., М., 1978. *В. С. Ленский.*

ДЕФОРМИРОВАННЫЕ ЯДРА — атомные ядра, форма к-рых в основном состоянии отличается от сферической. Они имеют аномально большие электрич. квадрупольные моменты Q — в 30 раз больше предсказываемых одночастичной *оболочечной моделью ядра*. Д. я. были открыты в 1949 в результате измерения Q. Доказательством их существования являются спектры возбуждённых состояний Д. я., образующие систему вращат. полос (см. *Вращательное движение ядра*).

На каждом состоянии Д. я. основана вращат. полоса, уровни к-рой имеют определ. чётность и последовательность угл. моментов I. Для сферич. ядра коллективное вращение (согласно квантовой механике) невозможно. Коллективное вращение и движение нуклонов в Д. я. в нек-ром приближении можно считать независимыми (адиабатич. приближение).

В зависимости от числа нуклонов A (массового числа) существует 5 областей Д. я.: 1) лёгкие ядра с $19\leqslant A\leqslant 25$ (изотопы Mg и Al); 2) нейтроноизбыточные ядра с $96\leqslant A\leqslant 116$ (изотопы Zr, Mo, Ru и Pd); 3) нейтронодефицитные ядра изотопов Xe и Ba с $120\leqslant A\leqslant 170$; 4) ядра редкоземельных элементов с $158\leqslant A\leqslant 170$; 5) ядра актинидов с $A\geqslant 224$, включая *трансурановые элементы*.

Деформация ядер — квантовый эффект, связанный с оболочечной структурой ядра. Конфигурации заполненных оболочек сферически симметричны. Напротив, орбиты частиц, не входящих в заполненные оболочки, анизотропны, что приводит к отклонению формы ядра от сферически симметричной. Все обнаруженные Д. я. имеют форму вытянутых эллипсоидов вращения. Отклонению от аксиальной симметрии препятствуют *спин-орбитальное взаимодействие* нуклонов и парные корреляции нуклонов в ядре (см. ниже). Неаксиальная форма возможна у самых лёгких Д. я. Неск. нуклонов сверх заполненных оболочек в этих ядрах составляют значит. часть всех частиц в ядре, что приводит к наибольшим наблюдаемым деформациям.

Деформация ядер в возбуждённых состояниях менее изучена. Установлено, что величина Q в состояниях, соответствующих вращат. полосе, слабо изменяется с ростом полного угл. момента ядра I до 20. Оболочечные эффекты могут приводить к образованию возбуждённых конфигураций, форма к-рых существенно отличается от равновесной формы ядра в основном состоянии (изомеры формы). Наблюдаются высокоспиновые изомерные состояния сферич. ядер, в к-рых ядро имеет сплюснутую форму (сфероид); пример—деформированные возбуждённые состояния сферич. ядер ^{16}O и ^{40}Ca с заполненными оболочками. В Д. я. 5-й области обнаружены спонтанно делящиеся изомеры формы (см. *Деление ядер*).

Электрические квадрупольные моменты и параметры квадрупольной деформации. Большой квадрупольный момент Q у ядер, удалённых от *магических ядер*, обус-