колебания бесконечно тонкой однородной струны. В 1747 Ж. Д'Аламбер сформулировал эту задачу в виде ур-ния и получил решение соответствующей задачи Коши (см. *Д'Аламбера формула*). *С. В. Молодцов.*

Д'АЛАМБЕ́РА ФО́РМУЛА — формула, описывающая решение *Коши задачи* для одномерного *волнового уравнения*

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} u(x, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u(x, t) = f(x, t)$$

в области $t > 0$, $-\infty < x < \infty$ с начальными условиями $u(x, t)|_{t=0} = \varphi(x)$, $u'_t(x, t)|_{t=0} = \psi(x)$:

$$u(x, t) = -(c/2) \int_0^t \int_{x-c(t-\tau)}^{x+c(t-\tau)} f(\tau, \zeta)\, d\zeta\, d\tau +$$

$$+ (2c)^{-1} \int_{x-ct}^{x+ct} \psi(\xi)\, d\xi + [\varphi(x+ct) + \varphi(x-ct)]/2.$$

При этом $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ должны быть дважды непрерывно дифференцируемы, а ф-ция $f(x, t)$ должна быть непрерывна вместе с первой производной по x в полуплоскости $t \geqslant 0$, $-\infty < x < \infty$. Д. ф. получена Ж. Д'Аламбером в 1747.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981. *С. В. Молодцов.*

Д'АЛАМБЕ́РА — ЛАГРА́НЖА ПРИ́НЦИП — один из осн. принципов механики, устанавливающий важное свойство движения механич. систем с любыми идеальными связями и дающий общий метод решения задач динамики (и статики) для этих систем. Д.— Л. п. можно рассматривать как соответствующее обобщение *Д'Аламбера принципа* и *возможных перемещений принципа.* Из принципа Д'Аламбера следует, что действующие на каждую точку системы активные силы $\boldsymbol{F}_i^{\text{а}}$ и реакции связей могут быть уравновешены силой инерции $\boldsymbol{F}_i^{\text{и}} = -m_i \boldsymbol{w}_i$, где m_i — масса этой точки, $\boldsymbol{w}_i$ — её ускорение. Д.— Л. п. выражает этот результат в форме, исключающей из рассмотрения все наперёд неизвестные реакции связей: истинное движение механич. системы с любыми удерживающими идеальными связями отличается от всех кинематически возможных тем, что только для истинного движения сумма элементарных работ всех активных сил и сил инерции на любом возможном перемещении системы равна в каждый данный момент времени нулю. Математически Д.— Л. п. выражается равенством, к-рое наз. также общим ур-нием механики:

$$\sum_{i=1}^{n} (\boldsymbol{F}_i^{\text{а}} - m_i \boldsymbol{w}_i)\, \delta \boldsymbol{r}_i = \sum_{i=1}^{n} (\delta A_i^{\text{а}} + \delta A_i^{\text{и}}) = 0, \qquad (1)$$

где $\delta \boldsymbol{r}_i$ — векторы возможных перемещений точек системы, а $\delta A_i^{\text{а}}$ и $\delta A_i^{\text{и}}$ означают символически соответственно элементарные работы активных сил и сил инерции. Ур-ние (1) может применяться к решению задач непосредственно, так же, как и принцип возможных перемещений. Наиб. простую форму Д.— Л. п. принимает при переходе к обобщённым координатам q_i, число к-рых равно числу степеней свободы системы. Тогда для голономных связей ур-ние (1) принимает вид

$$\sum_{i=1}^{s} (Q_i^{\text{а}} + Q_i^{\text{и}})\, \delta q_i = 0, \qquad (2)$$

где $Q_i^{\text{а}}$ — обобщённые активные силы, $Q_i^{\text{и}}$ — обобщённые силы инерции. Из (2), в силу независимости между собой координат q_i, вытекает s равенств:

$$Q_i^{\text{а}} + Q_i^{\text{и}} = 0 \quad (i = 1, 2, \ldots, s). \qquad (3)$$

Отсюда следует, что при движении голономной системы каждая из обобщённых активных сил может быть в данный момент времени уравновешена соответствующей обобщённой силой инерции. Если выразить все $Q_i^{\text{и}}$ через кинетич. энергию системы, то равенства (3) обратятся в *Лагранжа уравнения* механики.

Лит. см. при ст. *Механика.* *С. М. Тарг.*

Д'АЛАМБЕ́РА — ЭЙЛЕРА ПАРАДО́КС — положение *гидродинамики*, согласно к-рому при равномерном и прямолинейном движении тела произвольной формы, но конечных размеров внутри безграничной несжимаемой жидкости, лишённой вязкости, вихреобразований и поверхностей разрыва скоростей, результирующая сила сопротивления жидкости движению тела равна нулю [высказано Ж. Д'Аламбером в 1744 и Л. Эйлером (L. Euler) в 1745]. Д.—Э. п. строго доказан и для идеального совершенного газа, движущегося адиабатически. Физически отсутствие сопротивления объясняется тем, что при указанных условиях поток жидкости или газа должен замыкаться позади движущегося тела, причём жидкость оказывает на заднюю сторону тела воздействие, уравновешивающее воздействие (всегда имеющее место) на переднюю сторону.

В действительности тело при своём движении в жидкости или газе всегда испытывает сопротивление. Противоречие между действительностью и содержанием Д.—Э. п. объясняется тем, что в реальной среде не выполняются те предположения, из к-рых строится доказательство парадокса. При движении тела в жидкости всегда проявляется вязкость жидкости, образуются вихри (в особенности позади тела) и возникают поверхности разрыва скорости. Эти термодинамически необратимые процессы и вызывают сопротивление движению тела со стороны жидкости.

ДА́ЛЬНИЙ И БЛИ́ЖНИЙ ПОРЯ́ДОК — наличие пространств. корреляции микроструктуры вещества либо в пределах всего макроскопич. образца (д а л ь н и й п о р я д о к), либо в области с конечным радиусом корреляции (б л и ж н и й п о р я д о к). Состояние вещества, характеризуемое наличием дальнего порядка, наз. упорядоченной фазой, а состояние, в к-ром дальний порядок отсутствует,— неупорядоченной фазой. Фазовый переход из неупорядоченной фазы в упорядоченную может быть переходом первого или второго рода. Если упорядочение происходит в результате фазового перехода второго рода, то в неупорядоченной фазе есть ближний порядок, причём при приближении к точке перехода корреляц. радиус $R_c \to \infty$.

Различаются след. виды упорядочения: координационное (в расположении частиц вещества); ориентационное (в ориентации частиц); магнитное (упорядочение в ориентации магн. моментов).

Координационное упорядочение. В жидкости вероятность пребывания атома в точке с пространств. координатой $\boldsymbol{r}$ или её удельная плотность в среднем одинаковы, т. е. ср. удельная плотность $\bar{\rho}$ не зависит от $\boldsymbol{r}$. Однако в жидкости существуют корреляции в расположении соседних атомов. *Корреляционная функция*, описывающая отклонения ρ от $\bar{\rho}$ $(\delta\rho)$ в разных точках жидкости:

$$\Phi(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') = \delta\rho(\boldsymbol{r})\, \delta(\boldsymbol{r}'), \qquad (1)$$

отлична от 0 при $\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}' < R_c$. Т. о., атомы жидкости на расстояниях, меньших R_c, образуют ближний координац. порядок. Отклонение ρ от $\bar{\rho}$ наз. п а р а м е т р о м п о р я д к а.

При кристаллизации возникает периодич. пространств. модуляция ρ, т. к. атомы в кристаллах занимают положения, отвечающие узлам кристаллич. решётки. В результате отклонение плотности от средней $\bar{\rho} \to \delta\rho(\boldsymbol{r}) = \rho(\boldsymbol{r}) - \bar{\rho}(\boldsymbol{r})$ становится периодич. ф-цией координат. Это означает, что в кристаллах имеет место дальний координац. порядок.

Другой пример координац. упорядочения дают сплавы. Напр., сплав, содержащий равные количества Cu и Zn, имеет простую кубич. решётку. При высоких темп-рах в результате диффузии её узлы заняты с рав-