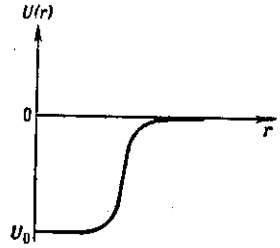

Рис. 3. Потенциальная яма в трёхмерном случае. При $r = 0$ потенциал имеет характер бесконечной «стенки», отталкивающей частицу.

место для двумерной П. я., что имеет важное значение для существования куперовских пар (см. *Купера эффект*).

При наличии сил отталкивания (П. я. типа кратера вулкана) связанное состояние может отсутствовать и в одномерном случае.

Рассеяние медленных частиц на П. я. ($ka \ll 1$, где $k = 1/\lambda$ — волновое число) может быть описано в рамках т. н. теории эфф. радиуса, использующей параметры П. я. (независимо от её конкретной формы).

Лит. см. при статьях *Квантовая механика, Квазиклассическое приближение, Твёрдое тело, Ядро атомное.*

С. С. Герштейн.

ПОТЕНЦИА́ЛЬНОЕ РАССЕ́ЯНИЕ частиц — рассеяние частиц, в процессе к-рого не возникает промежуточной стадии образования компаунд-системы (рассеивающий центр + частица) с последующим её распадом. В отличие от резонансного рассеяния характеризуется плавной зависимостью его сечения от энергии частиц. См. *Рассеяние микрочастиц, Рассеяние нейтронов.*

ПОТЕНЦИА́ЛЬНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ — безвихревое движение жидкости или газа, при к-ром каждый малый объём деформируется и перемещается поступательно, но не имеет вращения (вихря). При П. т. проекции скорости v частицы жидкости на оси координат представляются в виде частных производных

$$v_x = \frac{\partial\varphi}{\partial x},\quad v_y = \frac{\partial\varphi}{\partial y},\quad v_z = \frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

от ф-ции φ координат и времени, наз. потенциалом скорости течения. Движение реальных жидкостей и газов будет потенциальным в тех областях, в к-рых действие сил вязкости ничтожно мало по сравнению с действием сил давления (жидкость считается идеальной) и в к-рых нет завихрений, образовавшихся за счёт срыва со стенок пограничного слоя или за счёт неравномерного нагревания. Необходимыми и достаточными условиями потенциальности течения являются равенства

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial v_y}{\partial x},\quad \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial x},\quad \frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial y}.$$

Простейшими примерами П. т. служат поступат. течение с пост. скоростью v_{x0} вдоль оси x ($v_x = v_{x0}$, $v_y = v_z = 0$, потенциал $\varphi = v_{x0}\cdot x + \text{const}$), а также источник и сток в пространстве, для к-рых $\varphi = -Q/4\pi r$, где Q — постоянная ($Q = \text{const}$) или переменная ($Q = Q(t)$) мощность источника (стока), $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — расстояние от начала координат. При $Q > 0$ жидкость вытекает из начала координат во всех направлениях (точечный источник), а при $Q < 0$ — втекает в начало координат (сток).

Движение идеальной жидкости, возникшее из состояния покоя, будет потенциальным; будучи потенциальным в к.-л. момент времени, оно будет потенциальным и в последующее время, если давление зависит только от плотности и массовые силы являются консервативными (см. *Консервативная система*). Движение идеальной несжимаемой (плотность $\rho = \text{const}$) жидкости, вызванное мгновенным приложением импульсных давлений (внезапное движение погружённого тела, удар тела о поверхность жидкости), будет также потенциальным.

Для П. т. дифференц. ур-ния движения идеальной жидкости приводятся к интегралу Лагранжа — Коши:

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \Pi + \int\frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2}\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right) = f(t),\qquad (1)$$

где Π — потенц. энергия поля массовых сил, приходящаяся на единицу массы, $f(t)$ — произвольная ф-ция от времени t.

Для установившегося движения соотношение (1) принимает вид

$$\Pi + \int\frac{dp}{\rho} + \frac{v^2}{2} = C,\qquad (2)$$

где C — постоянная для всей области П. т. сжимаемой жидкости. Т. о., для изучения П. т. достаточно определить потенциал скоростей с помощью *неразрывности уравнения*, соотношения (2) и ур-ния физ. состояния. Для несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,$$

и поэтому изучение П. т. сводится к решению ур-ния Лапласа

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0$$

с учётом граничных условий на твёрдых стенках и на свободной поверхности (условий безотрывности обтекания твёрдых стенок и условия постоянства давления на свободной поверхности).

Для плоскопараллельного П. т. несжимаемой жидкости ур-ние неразрывности позволяет ввести ф-цию тока ψ

$$v_x = \frac{\partial\psi}{\partial y},\quad v_y = -\frac{\partial\psi}{\partial x},$$

к-рая в комбинации с потенциалом скоростей φ составляет комплексный потенциал $W = \varphi + i\psi$, представляющий ф-цию от комплексного переменного $z = c + iy$. С помощью комплексного потенциала скоростей изучаются безотрывное обтекание плоского контура, струйное обтекание стенок и волновое движение. Безотрывное П. т. вокруг плоского контура может быть бесциркуляционным или циркуляционным. В первом случае результирующее воздействие жидкости на плоский контур равно нулю (см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*), во втором — результирующее воздействие потока жидкости на контур сводится к *подъёмной силе*, а в случае струйного П. т. вокруг плоского контура — к силе сопротивления, пропорциональной квадрату скорости.

П. т. имеет место также при движениях сжимаемой жидкости или газа, представляющих собой малые возмущения нек-рого известного состояния равновесия или движения, напр. при распространении звука в среде; при этом малый избыток давления над давлением в состоянии равновесия среды связан с потенциалом скоростей соотношением $p = -\rho_0\partial\varphi/\partial t$, а из ур-ния неразрывности в случае, когда потенциал массовых сил не зависит от времени, получается волновое ур-ние

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = c^2\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right),$$

где c — скорость распространения звука, вычисленная для невозмущённого состояния покоя: $c^2 = (dp/d\rho)_0$. Для П. т. газа при адиабатич. законе дифференц. ур-ние для потенциала скоростей становится нелинейным, но с помощью преобразования С. А. Чаплыгина оно приводится к линейному ур-нию, разрешаемому в ряде случаев.