

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Глава 6. Элементы механики жидкости.

6.1. Строение жидкостей.

6.1.1. Структура жидкостей.

Жидкое состояние сочетает в себе некоторые черты газового и твердого состояний, занимая промежуточное положение между ними. Можно провести сравнение между различными фазами и найти общие черты и различия. Так, между газами и жидкостями можно найти следующие общие черты:

- 1) они не имеют собственной формы (принимают форму сосуда),
- 2) текучие состояния,
- 3) молекулы газа и жидкости перемещаются на большие расстояния (сравнимы скорости молекул и дальность диффузии),
- 4) изотропия.

Можно отметить общие черты между жидкостями и твердыми телами, которые не присущи газам:

- 1) имеется собственный объем,
- 2) слабая сжимаемость,
- 3) большая плотность вещества (относительно слабо меняется с давлением),
- 4) большое сопротивление сжатию и растяжению.

Все эти черты и свойства обусловлены внутренней структурой жидкости.

Так, для твердых кристаллов характерно упорядоченное расположение атомов или молекул. Этот порядок наблюдается на очень больших расстояниях по сравнению с расстоянием между соседними атомами, поэтому говорят, что для кристаллических тел имеет место *дальний порядок*. Для газовой фазы характерен полный хаос в отношении расположения молекул друг относительно друга. Для жидкостей расположение соседних молекул по отношению к рассматриваемой молекуле наблюдается некоторый порядок, который исчезает по мере удаления от рассматриваемой молекулы. Поэтому говорят, что в жидкостях имеет место *ближний порядок*.

Вообще такое разделение в ряде случаев является условным. Поскольку из-за большого разнообразия веществ и промежуточных их форм иногда трудно классифицировать фазы по этим признакам. Так, существуют твердые тела, находящиеся в *аморфном состоянии*, для которых также имеет место только ближний порядок в расположении молекул. Они и по своим свойствам близки к свойствам жидких состояний. Пример, стекло, смолы. С другой стороны, существуют *жидкие кристаллы*, молекулы которых имеют обычно удлиненную форму и выстраиваются в одном направлении, т.е. получаем ориентированную жидкость. Для них также характерен ближний порядок, касающийся расположения молекул, однако молекулярная ориентация сохраняется на достаточно больших расстояниях по сравнению с обычными жидкостями, поэтому они обладают анизотропными свойствами.

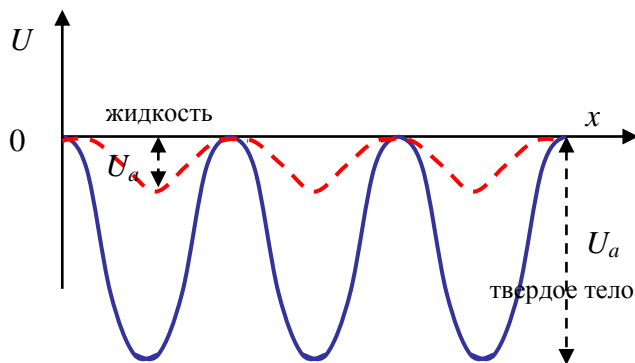


Рис. 1.1.

Причины отсутствия дальнего порядка у жидкостей состоит в том, что молекулы в жидкостях обладают меньшей *энергией активации* U_a . На рис. 1.1 показана примерная зависимость потенциальной энергии молекул (атомов) в твердом теле и жидкостях. Энергия активации может быть оценена как энергия, которую необходимо сообщить молекуле для ее «вылета» из своей потенциальной ямы.

Значительный вклад в развитие теории жидкого состояния внес Я.И.Френкель. Согласно его представлениям, каждая молекула в жидкости в течение определенного времени колеблется около своего положения равновесия, а затем совершает переход скачком

в новое положение, отстоящее от предыдущего на расстоянии порядка размеров самих молекул. Меньшая энергия активации приводит к большей вероятности активации

$$P_a = C \exp\left(-\frac{U_a}{kT_k}\right) \quad (6.1.1)$$

С другой стороны, вероятность активации пропорциональна отношению частоты «перескоков» $V_{переск}$ к частоте колебаний молекулы $V_{колеб}$ около положения равновесия

$$P_a \sim \frac{V_{переск}}{V_{колеб}} \sim \frac{\tau_0}{\tau} \quad (6.1.2)$$

где τ – время перескоков, τ_0 – период колебаний. Время τ фактически определяет время релаксации; при этом из (6.1.1) и (6.1.2) имеем

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_a}{kT_k}\right) \gg \tau_0.$$

Длительность колебаний и пребывания молекулы в одном положении различна для разных веществ. Большое время релаксации приводит к большей вязкости η . С ростом температуры подвижность молекул резко возрастает, что приводит к уменьшению вязкости жидкостей.

С точки зрения потенциальной энергии молекулы, находящиеся внутри жидкости, обладают меньшей энергией по отношению к молекулам, находящимся вне или на поверхности жидкости.

Примечание 1. Яков Ильич Френкель, советский физик-теоретик, 1894–1952; с 1921 г. работал в ФТИ им. А.Ф.Иоффе и преподавал в Политехническом институте, заведовал кафедрой теоретической физики

6.1.2. Поверхностное натяжение.

Каждая молекула испытывает притяжение со стороны всех соседних с ней молекул в пределах сферы молекулярного действия. Эта сфера обычно невелика, поскольку силы взаимодействия между молекулами быстро убывают с расстоянием. На молекулу, находящуюся внутри жидкости, действуют силы со стороны окружающих молекул внутри сферы молекулярного действия. Эти силы в большой мере скомпенсированы (см рис. 1.2а) в силу изотропного распределения окружающих молекул. На молекулу, находящуюся на поверхности, со стороны других молекул действует суммарная сила, направленная от поверхности внутрь жидкости (рис. 1.2б).

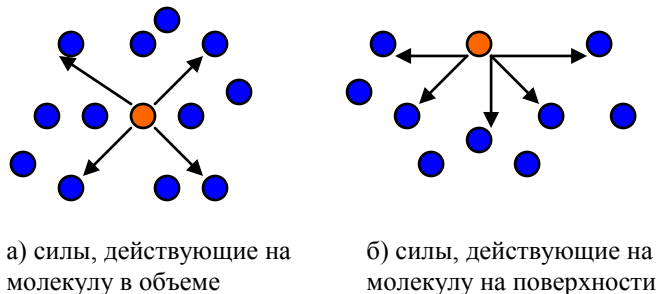


Рис. 1.2.

С точки зрения энергии молекулы в поверхностном слое обладают дополнительной потенциальной энергией. Таким образом, поверхностный слой в целом обладает энергией, которая входит составной частью во внутреннюю энергию жидкости. Положение равновесия соответствует минимуму потенциальной энергии. Из-за наличия поверхностной энергии жидкость стремится к сокращению своей поверхности.

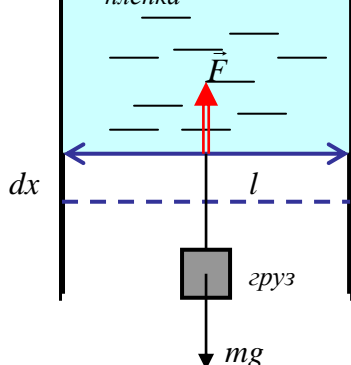


Рис. 1.3.

Рассмотрим проволочную подвижную рамку, на которую натянута мыльная пленка. На подвижную сторону рамки подвешен уравнивающий груз, как это показано на рисунке 1.3. Сила натяжения пленки \vec{F} , действующая на подвижную сторону, пропорциональна ее длине: $F \sim l$. Однако, поскольку у мыльной пленки 2 поверхности, то условия равновесия можно записать:

$$mg = 2F = 2\alpha l \quad (6.1.3)$$

Здесь мы ввели коэффициент поверхностного натяжения α

$$\alpha = \frac{F}{l} \quad (6.1.4)$$

Коэффициент поверхностного натяжения – сила поверхностного натяжения, приходящаяся на единицу длины контура, охватывающего жидкость. Работа, совершаемая силами натяжения при перемещении рамки, равна:

$$dA = Fdx = \alpha dx = \alpha dS \quad (6.1.5)$$

Отсюда следует, что энергия растянутой поверхности пропорциональна площади. Напомним, что работа внешних сил при обратимом изотермическом процессе равна убыли свободной энергии F :

$$d'A = -\alpha dS = -dF \quad (6.1.6)$$

6.1.3. Давление под изогнутой поверхностью.

Вычислим добавочное давление для сферической поверхности жидкости – для сферической капли радиуса R . Мысленно разобьем шар на 2 произвольных полушария. Из-за поверхностного натяжения оба полушария притягиваются друг к другу с силой:

$$F = \alpha l = 2\pi R\alpha \quad (6.1.7)$$

Эта сила прижимает друг к другу оба полушария по поверхности $S = \pi R^2$ и, следовательно, обуславливает дополнительное давление:

$$\Delta p = \frac{F}{S} = \frac{2\pi R\alpha}{\pi R^2} = \frac{2\alpha}{R} \quad (6.1.8)$$

Если имеем дело с произвольной поверхностью, тогда вводится средняя кривизна поверхности в данной точке:

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6.1.9)$$

где R_1 и R_2 – радиусы кривых пересечения, полученных при двух взаимно перпендикулярных нормальных сечениях поверхности. В геометрии доказывается, что H остается одной и той же величиной для

любой пары таких взаимно перпендикулярных нормальных сечений. Тогда дополнительное давление, оказываемое изогнутой поверхностью, определяется формулой Лапласа:

$$\Delta p = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6.1.10)$$

6.1.4. Смачиваемость. Капиллярные явления.

При соприкосновении жидкости с поверхностью твердого тела необходимо учитывать силы взаимодействия между молекулами жидкости и твердого тела. При этом возможны два случая:

- 1) силы взаимодействия между молекулами жидкости больше, чем силы взаимодействия между молекулами жидкости и твердого тела;
- 2) силы взаимодействия между молекулами жидкости меньше, чем силы взаимодействия между молекулами жидкости и твердого тела.

Если граничат друг с другом сразу три вещества, то система принимает конфигурацию, соответствующую минимуму суммарной энергии. Так, равновесие жидкости и газа, расположенных на поверхности твердого тела, определяется равенством сил поверхностного натяжения, приложенных к каждому элементу контура-границы. На рис. 1.5 для примера показана такая граница трех сред. Пусть эта

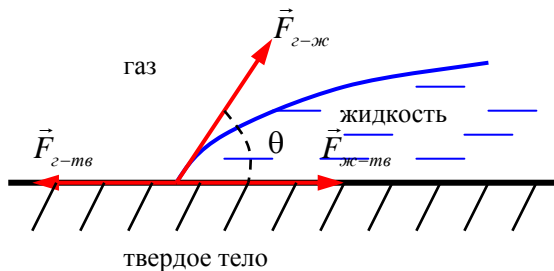


Рис. 1.5.

граница рассматривается на элементе длины Δl , тогда условие равновесия записывается как равенство проекций сил поверхностного натяжения:

$$\Delta l \cdot \alpha_{m-г} = \Delta l \cdot \alpha_{m-ж} + \Delta l \cdot \alpha_{ж-г} \cos \vartheta \quad (6.1.11)$$

Здесь $\alpha_{m-г}$, $\alpha_{m-ж}$ и $\alpha_{ж-г}$ – коэффициенты поверхностного натяжения на границе: твердое тело – газ, твердое тело – жидкость, жидкость – газ. Угол ϑ – угол между касательными к поверхности твердого тела и поверхности жидкости – *краевой угол*. Он определяется соотношением

$$\cos \vartheta = \frac{\alpha_{m-г} - \alpha_{m-ж}}{\alpha_{ж-г}} \quad (6.1.12)$$

Краевой угол определяется только при условии, что

$$\frac{|\alpha_{m-г} - \alpha_{m-ж}|}{\alpha_{ж-г}} \leq 1 \quad (6.1.13)$$

Если это условие не выполняется, то нет равновесия на этой границе веществ.

Если $\alpha_{m-г} > \alpha_{m-ж} + \alpha_{ж-г}$, то жидкость неограниченно растекается по поверхности твердого тела. Это явление носит название *полного смачивания*. При полном смачивании краевой угол равен нулю.

При условии $\alpha_{m-ж} > \alpha_{m-г} + \alpha_{ж-г}$ имеет явление *полного несмачивания*. В этом случае поверхность, по которой жидкость граничит с твердым телом, стягивается в точку, при этом краевой угол равен π .

Существование краевого угла приводит к тому, что вблизи стенок сосуда наблюдается искривление поверхности жидкости. Рассматривая жидкость в узкой трубке – *капилляре* – имеем 2 основные возможности формы поверхности жидкости – *мениска*. Если жидкость смачивает стенки, то поверхность имеет вогнутую форму. Если жидкость не смачивает стенки капилляра, то поверхность жидкости имеет выпуклую форму.

Изменение высоты уровня жидкости в капиллярах носит название *капиллярных явлений*. Если капилляр поместить в широкий сосуд с жидкостью, то под искривленной поверхностью в капилляре давление будет отличаться от давления над плоской поверхностью в широком сосуде на величину Δp , определяемую формулой Лапласа. В результате при смачивании уровень жидкости в капилляре будет выше, чем в сосуде. При несмачивании этот уровень будет ниже уровня в сосуде. Между жидкостью в капилляре и широком сосуде устанавливается такая разность уровней h , чтобы гидростатическое давление уравновешивало капиллярное давление Δp :

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{R} \quad (6.1.14)$$

где ρ – плотность жидкости, R – радиус кривизны мениска, α – поверхностное натяжение на границе жидкость – газ. Отсюда можно определить высоту подъема жидкости в капилляре.