

На этом явлении основан широко применяющийся в технике метод обогащения руд («флотация»).

Руда, содержащая различные минералы, мелко раздробляется и высыпается в чаны с водой, содержащей специально подобранные поверхностно-активные вещества. Часть минералов адсорбирует их. Через чаны продувается воздух. Крупинки минералов,



Рис. 3.30.

у которых адсорбированные вещества понизили смачиваемость, «прилипают» к воздушным пузырькам и выносятся на поверхность жидкости, а остальные опускаются на дно. В результате достигается предварительное разделение компонентов руды — ее обогащение.

§ 44. Капиллярные явления

Форма, которую принимает свободная поверхность жидкости, зависит от сил поверхностного натяжения, от взаимодействия с ограничивающими поверхность твердыми стенками, а также от силы земного тяготения, действующей на жидкость. Особыми оказываются условия равновесия на линии раздела жидкость — газ — твердая стенка (рис. 3.29 и 3.30) в тонких пленках и в узких сосудах — капиллярах.

Наблюдающиеся в этих случаях явления получили общее название **капиллярных**. Детальная теория капиллярных явлений была разработана в XIX веке главным образом в работах английского физика Т. Юнга, французского физика П. Лапласа, немецкого математика К. Гаусса и русских ученых А. Ю. Давидова и И. С. Громеки.

Капиллярные эффекты, широко известные в технике и быту, в основном обусловлены тем, что благодаря действию сил поверхностного натяжения давление внутри жидкости может отличаться на некоторую величину Δp от внешнего давления p газа или пара над поверхностью жидкости. Поясним это на простейшем примере.

Пусть свободная поверхность жидкости представляет собой сферу радиуса R (капля) или ограниченный участок такой сферической поверхности (уровень жидкости в тонком цилиндрическом

капилляре). Отсечем мысленно произвольной плоскостью от этой сферы шаровой сегмент, как показано на рис. 3.31. Внешняя поверхность этого сегмента ограничена от остальной поверхности жидкости окружностью радиуса $r = R \sin \beta$. На каждый бесконечно малый элемент длины этого контура Δl действует сила поверхностного натяжения

$$\Delta F = \alpha \Delta l \quad (44.1)$$

в направлении, касательном к поверхности сферы, т. е. под тем же самым углом β к плоскости сечения.

Разложим эту силу на две составляющие

$$\Delta F_1 = \Delta F \sin \beta$$

и

$$\Delta F_2 = \Delta F \cos \beta, \quad (44.2)$$

расположенные соответственно перпендикулярно и в плоскости сечения. Геометрическая сумма сил ΔF_2 равна нулю, так как эти силы на противоположных сторонах контура направлены в обратные стороны и взаимно уравниваются. Поэтому равнодействующая всех сил поверхностного натяжения, действующих на вырезанный сегмент F , будет направлена перпендикулярно к плоскости сечения внутрь жидкости и равна алгебраической сумме составляющих ΔF_1 :

$$F = \sum \Delta F_1 = \sum \Delta F \sin \beta = \sum \alpha \Delta l \frac{r}{R} = \frac{\alpha r}{R} \sum \Delta l = \frac{\alpha \cdot 2\pi r^2}{R}, \quad (44.3)$$

так как полная длина контура $\sum \Delta l$ равна $2\pi r$.

Эта сила F будет прижимать сегмент к остальной части жидкости по всей разделяющей их поверхности $S = \pi r^2$. Дополнительное давление, создаваемое силами поверхностного натяжения внутри жидкости, тогда равно

$$\Delta p = \frac{F}{S} = \frac{\alpha \cdot 2\pi r^2}{R\pi r^2} = \frac{2\alpha}{R}. \quad (44.4)$$

Как и следовало ожидать, это дополнительное давление не зависит от r , т. е. от того, в каком месте поверхности жидкости мы произвели мысленное сечение.

Плоскую поверхность жидкости можно рассматривать как предельный случай сферы бесконечно большого радиуса $R = \infty$. В этом случае согласно (44.4) $\Delta p = \frac{2\alpha}{\infty} = 0$. Для плоской поверхности силы поверхностного натяжения направлены вдоль поверхности и не создают дополнительного давления: давление внутри жидкости равно внешнему давлению.

В случае *вогнутой поверхности* жидкости, например, если внутри жидкости находится пузырек газа радиуса R (рис. 3.32), повторяя весь предыдущий вывод, мы убедимся, что результирующая сила F направлена из жидкости в газ. В этом случае

$$\Delta p = -\frac{2\alpha}{R}, \quad (44.5)$$

т. е. давление внутри жидкости под вогнутой поверхностью меньше, чем в газе (внутри пузырька) на величину Δp .

Чтобы не выписывать двух различных формул (44.4) и (44.5) для выпуклой и вогнутой поверхностей, принято радиусу кривизны поверхности R приписывать знак в зависимости от его направления.

Если радиус кривизны R направлен внутрь жидкости (выпуклая поверхность), то полагают $R > 0$; если же радиус кривизны направлен наружу (поверхность вогнутая), то полагают $R < 0$. Тогда с учетом знака можно написать единую формулу для дополнительного давления под сферической поверхностью жидкости

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R}. \quad (44.6)$$

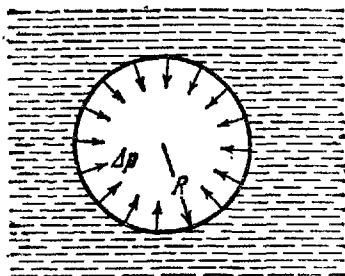


Рис. 3.32.

Уравнение (44.6) носит название *формулы Лапласа*.

В общем случае произвольной поверхности двойкой кривизны, пример которой изображен на рис. 3.33, кривизна в двух взаимноперпендикулярных сечениях поверхности может быть разной и радиусы кривизны этих сечений R_1 и R_2 в данной точке M могут отличаться друг от друга по величине и по знаку. Для такой поверхности формула Лапласа может быть обобщена:

$$\Delta p = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (44.7)$$

В зависимости от значений и знаков R_1 и R_2 величина Δp может оказаться положительной или отрицательной.

В частном случае сферы $R_1 = R_2 = R$ и формула (44.7) переходит в (44.6).

Если слой жидкости расположить между двумя близкими параллельными пластинками, то поверхность жидкости примет форму кругового цилиндра некоторого радиуса R . В этом частном случае $R_1 = R$, а $R_2 = \infty$, так как в перпендикулярном сечении кривизна равна нулю. Из обобщенной формулы Лапласа тогда следует, что дополнительное давление в жидкости под

цилиндрической поверхностью равно

$$\Delta p_{\text{ц}} = \alpha \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\infty} \right) = \frac{\alpha}{R}, \quad (44.8)$$

т. е. вдвое меньше, чем под сферической поверхностью того же радиуса.

В узких трубках (капиллярах) вследствие смачивания или несмачивания жидкостью стенок капилляра кривизна поверхности жидкости (т. е. мениск) становится значительной. Возникающее при этом дополнительное давление Δp вызывает заметное поднятие или опускание уровня жидкости.

Рассмотрим для примера случай круглого капилляра радиуса r , погруженного в большой сосуд с жидкостью, не смачивающей стенки капилляра. При этом внутри капилляра образуется мениск, и под действием дополнительного

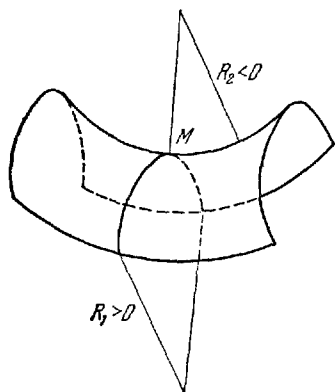


Рис. 3.33.

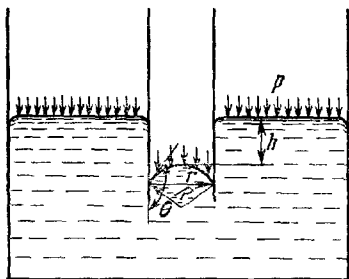


Рис. 3.34.

давления Δp жидкость в капилляре опускается на некоторую глубину, как это показано на рис. 3.34. В широком сосуде благодаря действию силы тяжести можно считать поверхность жидкости практически плоской. В узкой трубке, напротив, можно пренебречь действием сил тяжести по сравнению с силами поверхностного натяжения и поверхность жидкости считать сферой некоторого радиуса R . Из рис. 3.34 видно, что

$$R = \frac{r}{|\cos \theta|}, \quad (44.9)$$

где θ — краевой угол на границе жидкость — твердая стенка.

На уровне поверхности жидкости в капилляре давление в жидкости равно $p + \Delta p = p + \frac{2\alpha}{R}$, где p — внешнее давление в газе. По закону сообщающихся сосудов оно должно быть равно полному давлению на том же уровне в широком сосуде $p + \rho gh$, где ρgh —

гидростатическое давление столба жидкости плотности ρ на глубине h (g — ускорение силы тяжести). Приравнявая, получим:

$$p + \frac{2\alpha}{R} = p + \rho gh, \quad (44.10)$$

откуда

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R} = \frac{2\alpha |\cos \theta|}{\rho g r}. \quad (44.11)$$

Если учесть знаки и опускание уровня рассматривать как отрицательный подъем ($h < 0$), то последнее выражение можно записать в виде

$$h = \frac{2\alpha \cos \theta}{\rho g r}. \quad (44.12)$$

В точности такое же выражение мы получим и для высоты поднятия ($h > 0$) жидкости, смачивающей стенки капилляра радиуса

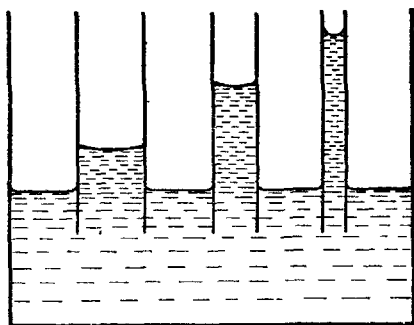


Рис. 3.35.

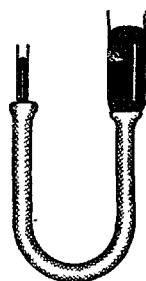


Рис. 3.36.

r ($\cos \theta > 0$). При полном смачивании (например, вода — стекло) $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$, радиус мениска R равен радиусу капилляра r и высота поднятия жидкости равна

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g r}. \quad (44.13)$$

Из (44.13) следует, что высота поднятия или опускания уровня жидкости в капилляре обратно пропорциональна его радиусу (рис. 3.35). Для воды при обычных условиях ($\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, $\alpha = 0,071 \text{ Н/м}$) в капилляре диаметром $d = 2r = 1 \text{ мм} = 10^{-6} \text{ м}$ уровень поднимается на высоту

$$h = \frac{2 \cdot 0,071}{10^3 \cdot 9,81 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}} \approx 30 \text{ м.}$$

Капиллярные явления играют большую роль в природе, технике, сельском хозяйстве, в быту и при научных исследованиях. По тонким капиллярным каналам в фитиле керосин поднимается из резервуара к горелке. Если между фундаментом и стенами строящегося здания не проложить слой гидроизоляции, то влага из почвы будет подниматься по капиллярным порам кирпича и вызовет отсыревание всего здания. Если диаметр обоих колен ртутного манометра неодинаков и притом один из них — капилляр, то ртуть в них будет находиться на неодинаковом уровне (рис. 3.36), что приведет к ошибкам в измерении давления.

§ 45. Явления переноса. Вязкость жидкости

При хаотическом тепловом движении, как указывалось в § 42, молекулы жидкости перескакивают из одних временных положений равновесия в соседние.

В отличие от газа «длина свободного пробега» при подобных перескоках имеет порядок диаметра молекул и практически не зависит от внешнего давления и температуры. Примерный путь, совершаемый молекулой в жидкости, изображен на рис. 3.37, где стрелками показаны колебания молекулы около временных положений равновесия, а линиями — перескоки их с места на место.

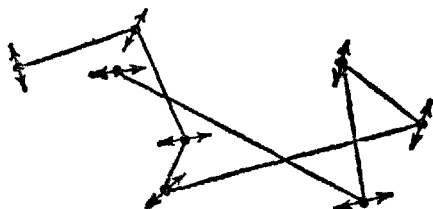


Рис. 3.37.

Переходя с места на место, молекулы диффундируют внутри жидкости. Это явление с а м о д и ф ф у з и и можно наблюдать, если примешать к жидкости некоторое число

молекул радиоактивного изотопа, за движением которых можно следить по их излучению.

Поток j молекул, диффундирующих через единицу площади за единицу времени, так же как и при диффузии в газе, определяется уравнением

$$j = -D \frac{dn}{dx}, \quad (45.1)$$

где n — концентрация диффундирующих молекул, $\frac{dn}{dx}$ — градиент этой концентрации, а D — коэффициент диффузии.

Этим же уравнением (45.1) описывается и диффузия посторонних молекул и ионов, растворенных в жидкости. Чем выше температура, тем меньшее число колебаний совершает молекула в положении равновесия до своего перескока, тем интенсивнее процесс диффузии и тем больше величина D . Однако коэффициенты