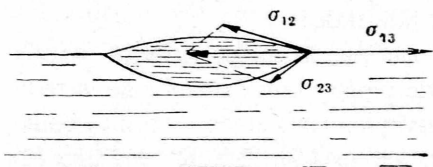
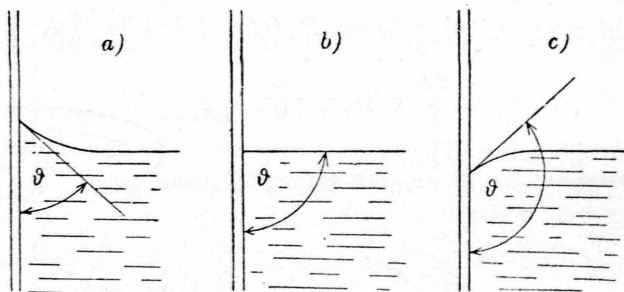


Keď kvapalinová blana neohraničuje určitý priestor, ale je len vypnutá v nejakom rámečku, vtedy $p - p_0 = 0$, a preto aj $\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = 0$. Túto podmienku splňuje zrejme rovinná blana. Keď však rámček neleží v jednej rovine, takže je napríklad $R > 0$, potom je nutne $R' < 0$; inými slovami: *stredy hlavných normálových krivostí v rámečku vypnutej blany ležia po jej obidvoch stranách*. Blana má teda v takomto prípade vždy sedlovitý tvar (obr. 7.31).

7.10. Styk povrehu kvapaliny s pevnou stenou. Predstavme si najprv, že sme na vodorovnú hladinu vody dali kvapôčku parafínového oleja. Parafínový olej nerozprestrie sa po celej vodnej hladine, ale po nadobudnutí šošovkovitého tvaru ostane sústredený na jednom mieste (obr. 7.32). V kružnici, ktorá potom oddeľuje povrch vody od oleja, stýkajú sa tri rozhrania: rozhranie vzduchu a oleja s povrchovým napätím σ_{12} , rozhranie vzduchu a vody s povrchovým napätím σ_{13} a rozhranie oleja a vody s povrchovým napätím σ_{23} . Pôsobením týchto povrchových napätí kvapôčka oleja sa rozťahne na vodnej hladine práve len natoľko, aby sily účinkujúce na dĺžkový element ds kružnice, ktorá kvapôčku ohraničuje, boli vo vzájomnej rovnováhe, čiže aby sa ich súčet



Obr. 7.32



Obr. 7.33

ako súčet vektorov rovnal nule. Za rovnováhy je teda $(\sigma_{12} + \sigma_{13} + \sigma_{23})ds = 0$, alebo $\sigma_{12} + \sigma_{13} + \sigma_{23} = 0$, čo je, prirodzene, možné, len ak povrchové napätia splňujú nerovnosť $\sigma_{12} + \sigma_{23} > \sigma_{13}$, ako je to napríklad práve pri parafínovom

oleji. Ale pri oleji olivovom je $\sigma_{12} + \sigma_{23} < \sigma_{13}$, a preto sa kvapka tohto oleja roztiahne vo veľmi tenkej vrstve po celom povrchu vody.

Ako vieme z dennej skúsenosti, obyčajne ani za rovnováhy nie je hladina kvapaliny v nádobe všade vodorovná. Vo všeobecnosti je povrch kvapaliny pri stene zdvihnutý, alebo stlačený, a len vo zvláštnom prípade je až po stenu presne vodorovný (obr. 7.33). Formálne môžeme aj tento jav vysvetliť jestvovaním povrchových napätí nielen na rozhraní dvoch kvapalín alebo kvapaliny a plynu, ale aj na rozhraní pevného telesa a kvapaliny a na rozhraní pevného telesa a plynu.

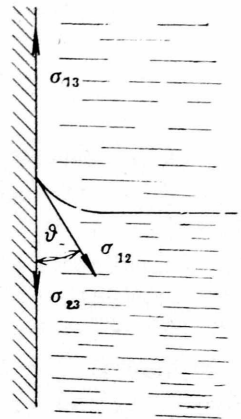
Predstavme si, že v tej istej nádobe sú nad sebou dve kvapaliny, alebo kvapalina v otvorenej nádobe napríklad v styku so vzduchom. Podľa obr. 7.34 za rovnováhy rozdiel $\sigma_{13} - \sigma_{23}$ dvoch povrchových napätí v stene sa musí rovnať zvislej zložke tretieho napätia σ_{12} , takže spoločné rozhranie obidvoch kvapalín zvierá so stenou krajový uhol ϑ , určený rovnicou $\sigma_{13} - \sigma_{23} = \sigma_{12} \cos \vartheta$, z ktorej vyplýva, že

$$\cos \vartheta = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{23}}{\sigma_{12}} \quad (1)$$

Pretože povrchové napätia sú látkové konštanty, podľa vzorca (1) má pri tých istých troch prostrediacich aj krajový uhol ϑ konštantnú hodnotu, pričom na tom zrejme nezáleží, či stena je zvislá, šikmá alebo vodorovná.

V prípade, že sa pri pevnej stene stýka kvapalina so vzduchom, čitateľ zlomku vo vzorci (1) sa nazýva *adhézna konštanta*. Keď je adhézna konštanta kladná, krajový uhol je *ostrý* (obr. 7.3a) a hovoríme, že kvapalina *zmáča* stenu (okraj povrchu kvapaliny je pri stene zdvihnutý, ako napríklad pri vode v sklenej nádobe). Keď, naopak, adhézna konštanta je záporná, krajový uhol je *tupý* (obr. 7.3c) a hovoríme, že kvapalina stenu *nezmäča* (okraj povrchu kvapaliny je pri stene stlačený, ako napríklad na styku ortuti so sklom). Len vo veľmi zriedkavých prípadoch sa adhézna konštanta rovná nule (napríklad v prípade éteru v otvorenej oceleovej nádobe v styku so vzduchom), kedy povrch kvapaliny je až po stenu vodorovný (obr. 7.3b).

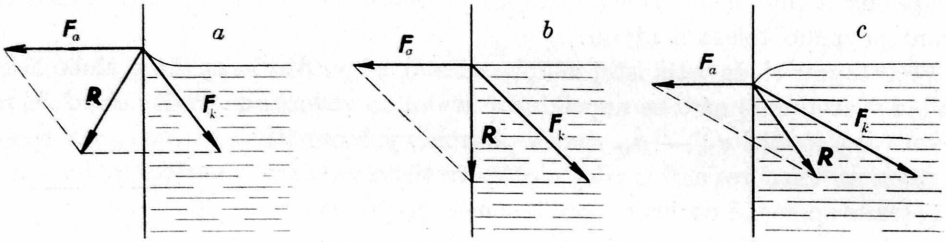
Fyzikálne prijateľný výklad týchto javov nemôže sa však opierať o fiktívny pojem povrchového napätia na rozhraní pevného telesa a tekutiny, lebo — na rozdiel od kvapalín — povrchy pevných telies sa pri týchto javoch ani nezväčšujú ani nezmenšujú. Zakrivenie povrchov kvapalín v blízkosti povrchu



Obr. 7.34

pevného telesa musíme preto považovať za priamy dôsledok medzimolekulových kohéznych a adhézných síl.

Predstavme si, že v nádobe napr. so zvislou stenou máme kvapalinu, ktorej hladina pre nejakú príčinu je v určitom okamihu až po stenu presne vodorovná. Potom na objemový element kvapaliny tesne pri stene pôsobí stena príťažlivou silou adhézie F_a , na stenu kolmou a kvapalina príťažlivou silou kohézie F_k , ktorá je od steny odklonená o uhol 45° , ako je to znázornené na obr. 7.35a.



Obr. 7.35

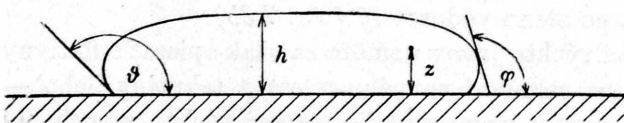
Len ak je výslednica týchto dvoch síl zvislá, čo sa stane pri splnení vzťahu $F_a = F_k \cos 45^\circ$, zostane hladina kvapaliny až po stenu trvale vodorovná. Keď je však $F_a \geq F_k \cos 45^\circ$, výslednica R síl F_a a F_k smeruje do steny (do kvapaliny) a hladina nadobudne taký tvar, aby tesne pri stene bola na túto výslednicu kolmá, ako je to znázornené na obr. 7.35a a 7.35c.

Príklad 1. Vypočítame hrúbku ortufovej vrstvy na vodorovnej sklenej doske ($s = 13,6 \text{ gem}^{-3}$, $\sigma = 0,5 \text{ N/m}$, $\vartheta = 138^\circ$).

Podľa obr. 7.36 vo vnútri ortuti vo výške z nad doskou, ak hrúbka vrstvy je h , je tlak $p = sg(h - z) + p_0$, kde p_0 je súčasne panujúci tlak barometrický. Rozdiel tlakov $p - p_0 = sg(h - z)$ súvisí s tvarom povrchu podľa Laplaceovej rovnice (7.9.3), $p - p_0 = \sigma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right)$. V našom prípade je teda

$$sg(h - z) = \sigma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right)$$

V tejto rovnici sú R a R' polomery najväčšej a najmenej normálnej krivosti povrchu. Keď však množstvo ortuti je dosť veľké, je $R' \gg R$, takže



Obr. 7.36

krivosť $\frac{1}{R'}$ možno vzhľadom na maximálnu krivosť poludníkového rezu $\frac{1}{R}$ zanedbať a predchádzať

dzajúcu rovnicu písať v zjednodušenom tvare $sg(h - z) = -\frac{\sigma}{R}$. Polomer najväčšej normálnej krivosti R vyplýva z tvaru poludníkového rezu vrstvy. Nech dotyčnica k tomuto rezu zvierá s osou X (obr. 7.36) uhol φ .

Vtedy $R = \frac{ds}{d\varphi} = \frac{dz}{\sin \varphi d\varphi}$, takže máme diferenciálnu rovnicu

$$sg(h - z) dz = \sigma \sin \varphi d\varphi$$

z ktorej integráciou dostávame:

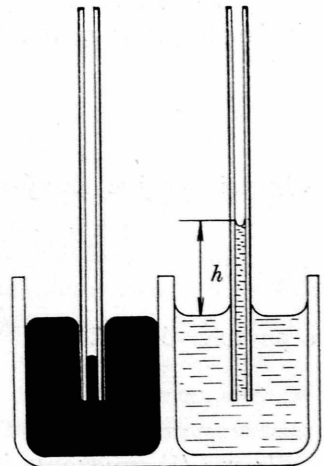
$$sg \int_0^h (h - z) dz = \sigma \int_{\vartheta}^{\pi} \sin \varphi d\varphi$$

$$\frac{1}{2} sg h^2 = \sigma(1 - \cos \vartheta)$$

$$h = \sqrt{\frac{2\sigma}{sg} (1 - \cos \vartheta)} = 3,6 \text{ mm}$$

7.11. Meranie povrchového napätia. Keď do kvapaliny v širšej nádobe ponoríme v zvislej polohe úzku rúrku s kruhovým prierezom, tzv. *kapiláru*, hladina kvapaliny bude v kapiláre v inej výške ako v širokej nádobe. Kvapalina, ktorá *zmáča* steny kapiláry (napríklad voda v sklenej kapiláre), pôsobením povrchového napätia vystúpi v kapiláre *nad úroveň* hladiny v širokej nádobe; nastáva *kapilárna elevácia* a zakrivený povrch kvapaliny, tzv. meniskus, je *dutý*. Keď, naopak, kvapalina steny kapiláry *nezmáča*, hladina kvapaliny v kapiláre je pod úrovňou hladiny v širokej nádobe; nastáva *kapilárna depresia* a meniskus je *vypuklý* (obr. 7.37).

Veľkosť kapilárnej elevácie aj depresie vyplýva tiež z *Laplaceovej rovnice* (7.9.3). Okraj menisku v kapiláre nech je vo výške h nad hladinou kvapaliny v širokej nádobe. Povrch kvapaliny v kapiláre má približne guľový tvar s polomerom R . Ak barometrický tlak je p_0 (jeho závislosť od výšky môžeme v tejto súvislosti zanedbať), podľa Laplaceovej rovnice rozdiel tlakov nad hladinou



Obr. 7.37