

浮选

上 卷

冶金工业出版社

浮 选

(纪念A.M.高登文集)

上 卷

[美] M. C. 富尔斯特瑙 编

胡力行 吕永信等 译

冶金工业出版社

浮 选

上 卷

〔美〕M.C. 富尔斯特璠 编

胡力行 吕永信等 译

*

冶金工业出版社出版

（北京灯市口74号）

新华书店北京发行所发行

冶金工业出版社印刷厂印刷

*

850×1168 1/32 印张 17 1/8 字数 455 千字

1981年5月第一版 1981年5月第一次印刷

印数 00,001~3,000 册

统一书号：15062·3610 定价2.10元

译 者 序

《浮选》(纪念A.M.高登文集)(Flotation, A.M.Gaudin Memorial Volume)一书1976年由美国矿冶石油工程师学会出版,系纪念美国高登教授(1900~1974)并概括浮选成就的文集。

该书由美国M. C. Fuerstenau教授编辑。全书分上、下两卷,共有48篇文章。除第一、二两篇记述高登教授生平及其教学和科研活动外(这两篇译本未收入),余46篇均为科技论文。内容可分七个部分:上卷包括非金属矿浮选基础6篇,硫化矿浮选基础8篇及其他浮选基础6篇;下卷包括浮选动力学及浮选机设计7篇,浮选回路及操作自动控制5篇,选厂实践13篇(其中铜硫化矿选厂6篇,铜、钼、铅、锌硫化矿选厂4篇,煤、磷酸盐及氧化铁燧岩浮选各1篇),以及浮选厂尾矿污水药剂的环境问题1篇。46篇科技文章中,美国25篇,加拿大6篇,澳大利亚和南非各4篇,英国2篇,罗马尼亚、芬兰、意大利、日本和巴布亚新几内亚各1篇。

本书较系统地总结了浮选领域近十五年内的重大成果,尤其着重论述了浮选理论、计算机自动控制、X-射线分析及大型浮选机的发展,并介绍了各种类型矿物原料的浮选实例以及尾矿废水的处理问题。可以说,这是当前有关浮选的一本内容较广、材料较新、学术水平较高的书。可供选矿专业工程技术人员以及有关院校的教师、研究生、大学生参考。

参加本书上卷译校工作的有北京矿冶研究院胡力行、吕永信、王来凤、陈祥涌、刘春生、赵连兴、罗义昌、宣道中、罗家柯、张心平、刘振中、李兰生和郭惠兰同志。译稿最后由胡力行同志统一校对,吕永信同志审阅。在校审过程中对原书中凡能确定的一些技术性错误均予以订正,但由于我们的水平有限,书中错误及不妥之处恳请读者批评指正。

1979年8月

目 录

译者序

第一部分 非金属矿浮选基础

第一篇	浮选热力学的某些问题	1
第二篇	非反应性离子型固体显现的表面电位的分析	42
第三篇	阳离子浮选氧化矿及硅酸盐矿物	60
第四篇	胺捕收剂结构对石英浮选的影响	80
第五篇	阴离子浮选氧化物及硅酸盐矿物	101
第六篇	盐类矿物的浮选	136

第二部分 硫化矿浮选基础

第七篇	金属硫化物动电学研究评论	195
第八篇	硫化物浮选的电化学	212
第九篇	硫氢类药剂与硫化矿物之间的反应	241
第十篇	方铅矿在电解质水溶液中的表面当量化学及其对黄原酸 盐作用的影响	268
第十一篇	用亚硫酸盐或铬酸盐离子抑制方铅矿浮选	293
第十二篇	硫化锌矿浮选的活化、去活和抑制化学评述	312
第十三篇	黄铁矿浮选和抑制的化学原理	349
第十四篇	辉钼矿的乳浊液浮选	370

第三部分 其他浮选基础

第十五篇	磨矿介质对重金属硫化物表面反应和浮选的影响	388
第十六篇	国际镍公司冰铜分离的浮选化学	403
第十七篇	用水杨醛作捕收剂浮选锡石	422
第十八篇	温度对钛铁矿的调整和浮选的影响	431
第十九篇	白钨矿优先浮选	447
第二十篇	磷酸盐浮选的泡沫特性	461
参考文献		483—541

第一部分 非金属矿浮选基础

第一篇 浮选热力学的某些问题

D. W. 富尔斯特瑙(Fuerstenau),
S. 拉哈文(Raghavan)●

摘 要

本文扼要总结浮选过程的某些热力学问题，探讨支配着矿物-水-空气体系中界面状态和湿润过程的热力学因素，尤其着重讨论捕收剂吸附的热力学。

序 言

热力学原理应用于浮选体系，大大有助于理解浮选过程的一些基本原理。热力学应用于浮选一类的物理、化学体系，论及下列诸课题：

- 1) 化学物质或同一物质的不同物理状态处于平衡的条件；
- 2) 一种化学反应或相的变化是否会在某些特定条件下自发产生；
- 3) 一种化学反应或相变发生时，热及其他形态能的交换关系；
- 4) 温度对化学反应和相平衡的作用；
- 5) 测定某些性质的方法的原则；这些性质的测定值是对上述各点定量分析所必需的。

热力学能预报一种变化是否会发生，但不能指出发生变化的

● 美国加利福尼亚大学材料科学与工程系。

速度。热力学虽不能指明在给定的温度或溶液条件下，矿物回收率将达何值，但有助于预见浮选反应如何随温度、捕收剂类型、矿种等而发生变化。反对实际需要研究浮选热力学的一种论点是，热力学主要涉及平衡过程，而进行浮选的时间内体系是不可能处于平衡的。本文试图扼要地评述各种热力学研究成果，深入探讨那些在浮选过程中起支配作用的界面过程。本文并非详尽的评述，只是概述一些重点。

表面热力学

单位面积的表面焓 H_s 可定为：

$$H_s = E_s + (PV)_{\downarrow 0} = G_s + T \cdot S_s \quad (1)$$

式中 T ——温度；

E_s ——总表面能；

G_s ——吉布斯表面自由能；

S_s ——每平方厘米表面的表面熵。

因 PV 项对表面来说可忽略不计，表面能和表面焓就相等。表面张力 γ 和表面自由能 G_s 可定义为：

$$G_s = \gamma = \left(\frac{\partial G}{\partial A} \right)_{T, P, n} \quad (2)$$

式中 n ——体系中的克分子数；

A ——界面积。

上述的量通常以尔格/厘米²或达因/厘米来表示，两者的数值相同。而实际上，只有在单组分体系中， G_s 和 γ 才相等，但本文将不予以区分。因恒压下表面熵为

$$S_s = - \left(\frac{\partial G_s}{\partial T} \right)_P = - \frac{d\gamma}{dT} \quad (3)$$

总表面能和表面张力的关系则为

$$E_s = \gamma - T \frac{d\gamma}{dT} \quad (4)$$

对大多数液体而言，表面张力均随温度呈线性下降^①。水

① 本书各文所参考文献，全部排在书后。——译者注

在20°C时， $\gamma = 72.75$ 尔格/厘米²， $d\gamma/dT = -0.16$ ，据此算出水的总表面能为120 尔格/厘米²。辛烷（一种典型的液态烃）在20°C时， $\gamma = 21.80$ 尔格/厘米²， $d\gamma/dT = -0.10$ ，据此算出的 E_s 为51.1 尔格/厘米²。

对于固体的表面能的估量，无论在实验或理论上都不那么简单。某些特定物料的表面张力（表面能）值列于表1。这些数据只能视为近似值，但由此可见，固体的表面能相差多么悬殊。显然，使晶体结合在一起的化学键的类型对固体表面能的大小有显著影响。最后还须指出，矿物-水界面张力通常比表面能要低得多，尤其是氧化矿物。

表 1 某些物料在室温下的近似表面能^{〔1〕}

物 料	γ ，尔格/厘米 ²	E_s ，尔格/厘米 ²
石 蜡	25	
石 墨	110	
食盐 (NaCl)	230	280
萤石 (CaF ₂)	450	
氧化镁 (MgO)	1000	1090
金	1800	
氧化铝 (Al ₂ O ₃)	1900	
金 刚 石	5600	5600

吸附热力学

当一种或几种组分聚集、亦即吸附在一个界面上，多组分体系中会出现什么情况呢？吉布斯已明确地奠定了溶解物质吸附热力学的基础。吉布斯吸附方程将两相之间的界面张力同该体系中的温度 T ，整体溶液中各种物质的化学势 $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_i$ ，以及界面上各种物质的表面过量或吸附密度 $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_i$ 联系起来，得出下式^{〔2〕}：

$$d\gamma = -S_s dT - \sum_i \Gamma_i d\mu_i \quad (5)$$

测定 Γ_i 有几种方法，但数学上最简单的是吉布斯提出的惯用法，

即令溶剂的吸附为零, Γ_i 为表面过量浓度。所谓表面过量浓度, 系指在某一界面上, 如果溶液相均匀, 直至形成分隔多相体系中两个液体相的假想平面时, 超过理应产生的浓度。如果根据稀溶液体系 (如常见的浮选体系) 的液体浓度差来测定吸附密度, 则吉布斯法最为可取。总的来说, 吉布斯吸附方程因适用于包括泡沫体系、湿润性以及矿物-水界面上表面电荷的产生等现象而同浮选密切相关, 因为该式定量地反映由于表面活性物质吸附所形成的表面张力变化。将溶剂的吸附 (组分 1) 定为零, 上式可改写成

$$d\gamma = -S_s dT - \sum_{i=2}^i \Gamma_i^{(1)} d\mu_i \quad (6)$$

式中 $\Gamma_i^{(1)}$ 为 $\Gamma_i = 0$ 时, 分界面上组分 i 的相对吸附量。因为浮选过程常在恒温下进行, 式 (6) 可简化为

$$d\gamma = - \sum_{i=2}^i \Gamma_i^{(1)} d\mu_i \quad (7)$$

再设 $d\mu_i = RT d \ln a_i$, 其中 a_i 是整体水溶液中物质 i 的活度, 则式 (7) 可改成

$$\Gamma_i^{(1)} = - \frac{1}{RT} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \ln a_i} \right)_{T, \mu_j; i \neq j} \quad (8)$$

如果 $(\partial \gamma / \partial \ln a_i)_{T, \mu_j; i \neq j}$ 为负, 则吸附密度 $\Gamma^{(1)}$ 为正, 反之亦然。

如果考察的特定界面的表面张力可试验测得, 则可据表面张力对活度 (或浓度) 对数曲线的斜率计算出吸附密度。作为吉布斯方程应用于浮选的一个实例, 我们来考察一下起泡剂的水溶液; 起泡剂是表面活性剂, 而且趋向于聚集在气-水界面。吉布斯方程用于醇一类 $[ROH]$ 起泡剂的稀水溶液时, 可写作^[3]:

$$\begin{aligned} d\gamma &= -RT \Gamma_{ROH} d \ln a_{ROH} \\ &\simeq -RT \Gamma_{ROH} d \ln c_{ROH} \end{aligned} \quad (9)$$

图 1 示出水-丁醇体系的表面张力与起泡剂浓度和起泡剂在气-水界面上的吸附密度之间的依赖关系。添加醇引起水的表面

张力下降，表明醇正吸附于水-气界面。例如，在活度为 0.712 (0.854 克分子浓度) 时，丁醇的吸附密度为 6.03×10^{-10} 克分子/厘米²。在此浓度下，一个分子所占面积为 $27.4 \text{ \AA}^2$ ①。长链羧酸和醇的密集膜每个分子所占面积为 $21.6 \text{ \AA}^2$ ，这表明吸附于水面上的丁醇呈单分子层。为适于起泡，就必须有如图 1 所示的表面张力-浓度梯度 (即 $d\gamma/dc \neq 0$)，使瞬时变形的薄膜能经受住振动冲击。

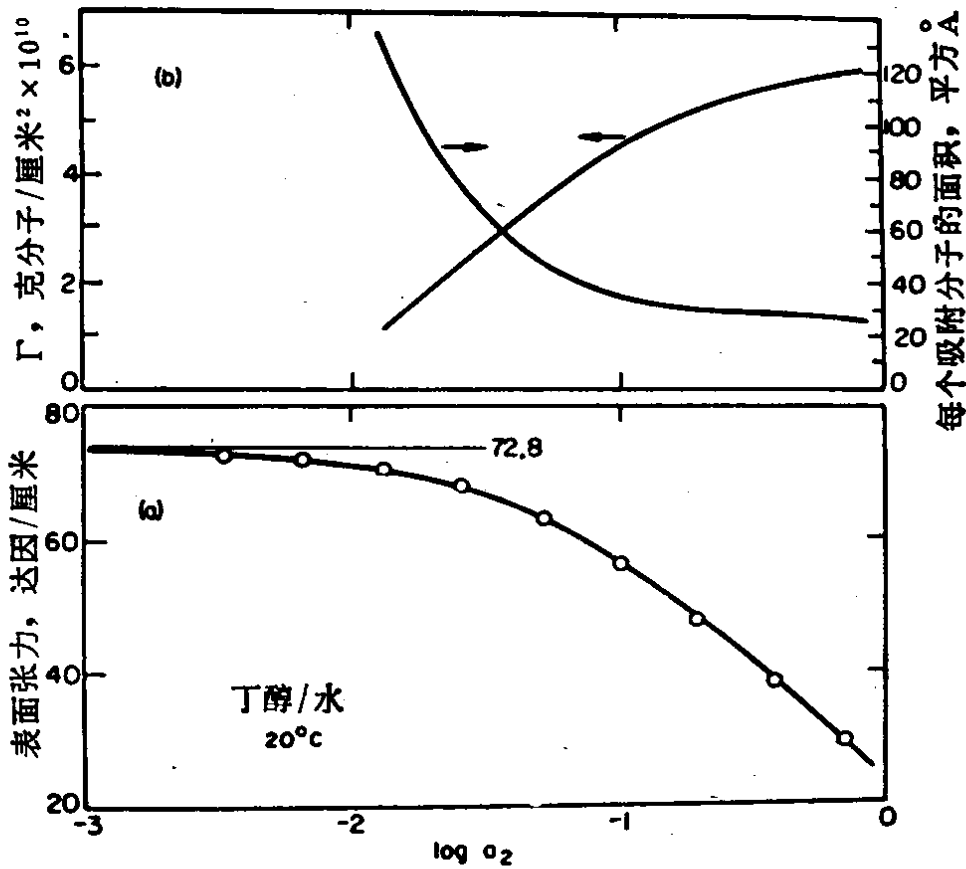


图 1 丁醇在水-气界面上的吸附

(a) 表面张力; (b) 吸附密度和每个吸附分子所占面积与丁醇活度对数的关系 (据参考文献〔3〕)

n-脂族醇同系物在水-气界面上的正吸附所产生的表面张力下降值，按溶液的表面张力作为醇的活度 (或浓度) 对数的函数〔2〕，绘图比较最为简便。在相当于此类曲线较低级的同系物组分的浓度范围内，斜率并不以所考察的醇为转移，这说明单位

① $\text{\AA}$ —埃，等于 10^{-8} 厘米。——译者注

表面积吸附的分子数相同。而且，两相邻同系物的浓度比恒定，同一 $\Delta\gamma$ 约等于3.2。换言之，分子中每追加一个 CH_2 基，其表面活性约增至三倍。这称之为特劳培氏法则 (Traube's Rule)。

捕收剂是异极性有机化合物，其主要功能是吸附于矿-水界面，但也可吸附于矿-气和水-气界面。捕收剂与起泡剂的区别在于，前者一般是电解质。如果考察十二烷基磺酸盐水溶液，则溶液-空气界面表面张力的变化可写成

$$d\gamma = -\Gamma_R d\mu_R - \Gamma_{\text{Na}^+} d\mu_{\text{Na}^+} \quad (10)$$

式中 R^- 代表十二烷基磺酸盐阴离子 ($\text{C}_{12}\text{H}_{25}\text{SO}_3^-$)。不存在任何其他电解质时， Na^+ 和 R^- 将是仅有的吸附离子，则上式宜于写成

$$d\gamma = -2RT \Gamma_R d \ln C_{\text{NaR}} \quad (11)$$

如果有机电解质是弱电解质，如脂肪酸盐，则根据溶液的pH，还须考察中性捕收剂分子的吸附。

由于吸附而产生的表面张力最显著的下降，很可能见之于固体-水汽体系。例如，水蒸气吸附可使氧化物的表面张力降低几百个尔格/厘米²。气泡-矿物界面上的吸附现象看来对浮选起着重大作用。

湿润热力学

气泡-颗粒的接触是支配泡沫浮选过程的关键因素之一。本节将对气泡-颗粒接触的热力学特性进行评述，并作批判性分析[1、4]。

对图2示意系统的三相接触的一般热力学条件，可用杨氏方程表示：

$$\gamma_{\text{SG}} = \gamma_{\text{SL}} + \gamma_{\text{LG}} \cos \theta \quad (12)$$

式中 γ_{SG} 、 γ_{SL} 和 γ_{LG} 分别代表固-气、固-液和液-气界面的张力，而 θ 为接触角。固-气界面每置换一个单位面积的固-液界面所伴随的自由能变化，以杜普雷方程 (Dupre's Equation) 表示，即

$$\Delta G = \gamma_{\text{SG}} - (\gamma_{\text{SL}} + \gamma_{\text{LG}}) \quad (13)$$

联立杜普雷方程和杨氏方程，即得自由能变化式如下：

$$\Delta G = \gamma_{\text{LG}} (\cos \theta - 1) \quad (14)$$

可见，对接触角的任一有限值而言，一当矿粒附着于气泡，自由能将下降。

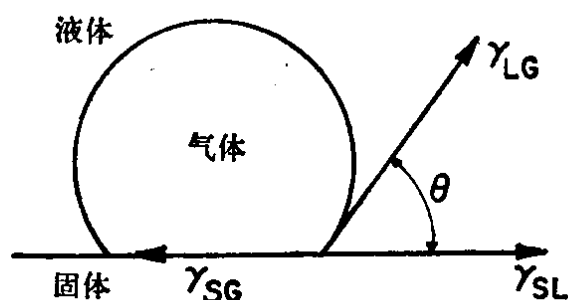


图 2 气泡和浸入液体中的固体之间平衡接触示意图
(接触角 θ 是液-气和液-固界面夹角，是在液体中测定的)

杜普雷方程的理论关系表示因气泡-颗粒接触而产生的体系的自由能最大可能下降值，这只有在无其他耗能效应（如气泡变形）时才能加以识别。因此，杜普雷方程中未考虑体系的几何图形。此外，还应记住，杨氏方程，式 (12)，只在无任何重力效应、而且处于平衡的理想体系中才能成立〔5〕。

由于表面的粗糙、污染以及非平衡吸附效应等原因，测得的接触角往往存在相当的滞后〔1〕。如果有滞后存在，亦即液体一前展接触角之值不同于液体一后移接触角时，体系中就达不到平衡。在这些条件下，应用杨氏方程就无效。图 3 示出文献〔6〕作者所测得的， $\text{pH}=7.2$ 时在十二烷基磺酸钠溶液中，氧化铝上的平衡、前展和后移接触角。由图可见，在该研究条件下，此体系中存在显著的滞后效应。

文献〔8〕作者进行了一项有意义的理论工作，研究在有无重力效应这两种情况下气泡对平面固体的附着，研究结果即将总结。通常，因为固体表面的形状不同于气泡，体系中的功应耗费在附着时气-液界面的变形上，而单位面积的实际附着自由能 W_p 小于理论计算值 W_A 〔 $=\Delta G$ ，式 (13)〕。无其他形态能（重力能和动力能）时，只能由界面能来作变形功。于是，变形就取决于固体表面形状；对于一个完全平面，接触角 θ 的大小就决定着界面能谷（energy pool） W_A 所能实现的变形程度。

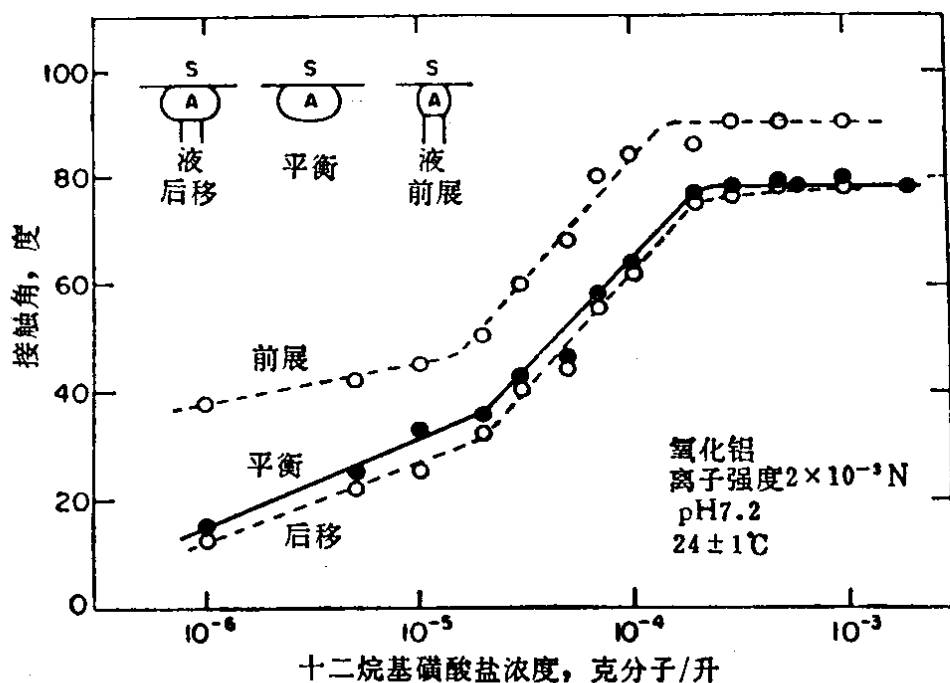


图 3 pH = 7.2 时，十二烷基磷酸盐水溶液中氧化铝上的平衡、前展和后移接触角（据文献〔6〕）

莱杰等人指出，重力能和动力能（因颗粒和气泡运动而产生）影响气-液界面变形所耗的能，或者降低或者增加界面能谷所要完成的变形量。因此，当部分的变形功是由重力能或动力能所做时，即使排除如表面糙度、表面污染等其他效应，也能观测到实际接触角的滞后。据他们的意见，前展接触角表示转化成实际附着力 W_p 的 W_A 量，比在平衡条件下的要大。另一方面，有限的后移接触角表示较小的 W_p 值。他们的结论是：用较大气泡或液滴试验测定的接触角不能用于杨氏方程，除非对其接触角值作了重力效应的适当修正；这一修正值在临界疏水性下（亦即接触角小时）变得特别显著。

有限量的功耗费在接触角与温度的依存变化上。接触角的温度系数可提供有关湿润过程的热力学信息。例如，已知接触角的温度系数，就可供计算浸润热，后者是当纯净干固体浸入液体时的焓变化，可用下式表示〔1〕：

$$-\Delta H_{\text{浸润}} = E_{LG} \cos \theta - T \gamma_{LG} \frac{d \cos \theta}{dT} \quad (15)$$

式中, E_{LG} 为液-气界面的总表面能。要很好了解低能表面上温度与接触角的关系, 读者可参阅文献[7]。

薄膜现象和浮选

在已知液体介质中气泡-颗粒可以接触的已知典型条件, 已由式(13)给出, 式中

$$\Delta G = \gamma_{SG} - \gamma_{LG} - \gamma_{SL} < 0$$

上述关系式假定, 接触后在气泡和颗粒之间不存在液层。此方程忽略了即使在附着之后, 在气泡和固体之间存在薄液层的可能性。文献[9]认为, 液层变薄支配着浮选, 其作者试图修正这一方程以适应液层存在的情况, 修正时作如下代换:

1) 以 $G_s(h)$ 代 γ_{SG} , 其中 G_s 为单位截面液层 (高 h) 和固体柱的自由能;

2) $G_s(h) = \gamma_{SL} + \gamma_{LG}(h)$ 。 $\gamma_{LG}(h)$ 为液-气界面的表面张力, 以液层厚度 h 的函数表示之。

代换后得

$$\Delta G(h) = \gamma_{LG}(h) - \gamma_{LG} \quad (16)$$

式中 $\Delta G(h)$ 代表由无接触过渡到气泡接触、为产生附着所必须克服的能垒^[9]。

文献[10]作者指出, 薄膜的热力学特性不同于整体相, 并引出一个“分离压力”参数 π 作为热力学特性相应变化的度量。实际上, 这是自由能随厚度的变化值, 可用下式表示:

$$\gamma = \gamma_0 + \int_h^\infty \pi dh \quad (17)$$

式中 γ 为薄液膜的比表面自由能, γ_0 为某一无限厚液膜的比表面自由能, h 为液膜厚度, 而 π 为分离压力。据文献[11], 设 P 为与平薄膜相平衡的水汽压, P_0 为与整体溶液相平衡的水汽压, 得下式:

$$RT \ln \frac{P}{P_0} = V_m \left(\frac{\partial G}{\partial h} \right)_{A,T} \quad (18)$$

式中 V_m 为液体的克分子体积， $\partial G/\partial h$ 项为分离压力 π 。若 π 为正值，则薄膜稳定（对于液-气曲界面，上式已作适当修正，见文献[12]）。 π 可为正值或负值，这取决于液体和表面，并可随薄膜厚度而改变符号[13]。在接触角有限的液-固体系统中，对于某些薄膜厚度， π 必定是负值[13]。

要充分理解浮选时颗粒向气泡附着的机理，就必须分析固体和气泡之间水薄膜表面自由能的变化。文献[14]的作者做了一些理论计算以测定薄膜的过量自由能。据该作者的见解，在固体表面接近气泡而水层变薄时，水层的过量自由能与表面的初始水合值成比例地变化。当表面高度水合（临界亲水性）时，在水膜变薄期间其自由能不断增高，从而阻止气泡向表面自发附着。当表面轻度水合时，在薄膜开始变薄时其自由能不增高，从而有利于气泡向矿物自发附着。上述两种情况示意于图4。图中曲线2最能代表实际浮选体系。在强疏水性固体条件下，水汽吸附远远低于一个单分子层，则薄膜必定会不稳定，而且自然破裂。

分离压力可归因于许多效应。一般认为，这些效应是加成的[15]，分离压力可细分为许多分量[12]，即

$$\pi = \pi_{LL} + \pi_{SL} + \pi_{el} + \pi_h + \pi_p + \pi_i \quad (19)$$

式中 π_{LL} ——无固体时液膜的分离压力；
 π_{SL} ——因固体对液膜作用而产生的分离压力；
 π_{el} ——计及双电层效应的静电项；
 π_h ——得自氢键的分量；
 π_p ——得自极性相互作用的分量；
 π_i ——由于液层和表面之间任何其他特殊的相互作用而发生的自由能变化。文献[16]的作者曾试图用此方法来解释辉钼矿的天然可浮性。

可浮性力能学

现借助水向固体粘附功（ W_{ad} ）和液体的粘合功（ W_{co} ）来

考察一下可浮性条件，即气泡在待浮固体上的限定接触角。因 $W_{CO}=2\gamma_{LG}$ （液体的表面张力，通常仅略小于纯水的表面张力）， $W_{ad}=\gamma_{SG}+\gamma_{LG}-\gamma_{SL}$ ，假定该接触角得自杨氏方程（ $\cos\theta=[\gamma_{SG}-\gamma_{SL}]/\gamma_{LG}$ ），则可得 $W_{ad}-W_{CO}=\gamma_{LG}(\cos\theta-1)$ 。因此，若 $W_{ad}<W_{CO}$ （ ≤ 144 达因/厘米），浮选就有可能。还应指出， W_{ad} 已被正确地理解为将液态水从固-水界面分离所需之功，并留下与饱和水汽相平衡的吸附层^[17]。

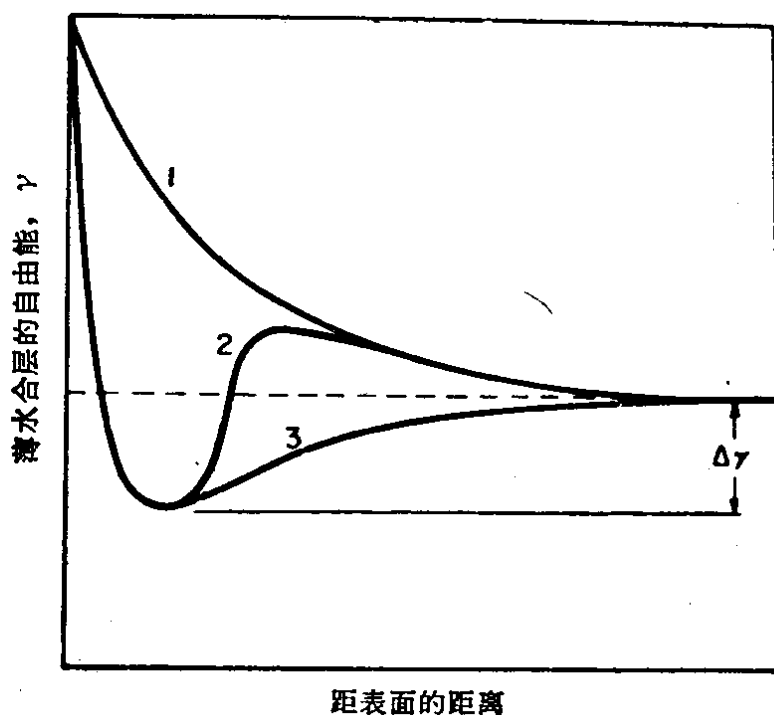


图 4 气泡和固体表面之间水膜自由能的变化
与不同水合程度的关系

1—表面水合最强；2—表面水合中等；3—表面水合极弱
（据文献^[14]）

W_{ad} 的大小取决于反映固、水之间相互作用程度的 γ_{SL} 。仅有少数固体具有天然疏水性，从而毋需加捕收剂就可上浮。这类固体有石墨、硫、滑石、辉钼矿和辉锑矿等^[4]。石墨一类的疏水物料大体上不会同水发生显著的极性反应，而固-液界面的力能关系主要受色散力支配。疏水性较弱的表面同水发生一些极性反应，而氧化物一类的亲水性固体则同水产生强烈的极性反应，并被羟基所覆盖（如氧化硅）。既然浮选捕收剂的功能在于通过消

除或屏蔽固体的极性区间而使表面更为疏水，研究在有无捕收剂这两种情况下固-水界面的力能学，理应有助于理解浮选的伴随现象。对于疏水性固体，因 $\theta > 0$ ，易于求得 W_{ad} 〔等于 $\gamma_{LG}(\cos\theta + 1)$ 〕。但对亲水性固体， $\theta = 0$ （在这种条件下，杨氏方程不再适用），因而不易评定 W_{ad} 。但是，有两种方法〔17〕已广泛用于测定固-水界面反应：（1）水汽在固体上的吸附；（2）浸入水中量得的热。

在第一种方法中，水汽的吸附密度是作为从干态直至（或接近于）饱和的水汽压力的函数加以测定的。固体为水饱和的自由能（ ΔG_{sat} ）由下式表示：

$$\Delta G_{sat} = RT \int_0^{P_0} \Gamma d \ln P/P_0 \quad (20)$$

式中 Γ ——吸附密度（以克分子/面积计）；

P ——水汽压力；

P_0 ——饱和压力。

对于亲水性固体， ΔG_{sat} 的主要分量来自最强结合水（即在低 P/P_0 下），其净值远大于144尔格/厘米²。某些报导数值是：石英为-316尔格/厘米²，方解石为-264尔格/厘米²，重晶石为-240尔格/厘米²〔17〕。

水汽吸附法也已用来研究因捕收剂吸附而产生的表面湿润性的变化。近来，文献〔18〕的作者测定了吸附于方解石和萤石上的油酸盐对 ΔG_{sat} 值的影响。其结果，纯净萤石的 ΔG_{sat} 值为-300尔格/厘米²，而油酸盐覆盖的萤石则为-50尔格/厘米²。

浸润热可提供有关零点接触角系统力能学的一些数据。以单位面积计，纯净固体的浸润热为

$$\Delta H_{imm} = H_{SL} - H_S \simeq E_{SL} - E_S \quad (21)$$

表面的亲水性质为大量浸润放热清楚地证实，这说明表面同水分子强烈相互作用。特别是，量热值指出，极性固体上的第一水层极其强烈地结合。如果约有三个水汽单分子层在浸润前预吸附于固体，则热值降至120尔格/厘米²左右，这正是正常液态水的