

粒子间势力对单分散稳定系统粒子 沉降的影响*

王 浩 温景嵩

(南开大学物理系, 天津 300071)

摘 要 粒子间势力的存在, 对于悬浮粒子系统的沉降过程的影响, 是一个尚未很好解决的问题, 其中的一个关键难题是粒子间势的问题。本文对以往围绕此问题的研究工作——包括模型方法和采用势的近似表达式的直接计算方法做了分析, 进而提出了对稳定系统中粒子间势力的处理方法, 计算了势力对单分散系统沉降系数的影响, 并与实验做了比较。结果表明, 文中提出的处理方法能够成立, 较之以往的方法更为完善。

关键词 粒子沉降 沉降系数 van der Waals分子引力势 双电荷层斥力势

1 引言

气溶胶力学是微大气物理学的一个重要组成部分^[1,2], 而粒子在外力, 特别是重力作用下的沉降, 是气溶胶力学的一个基本过程^[1~4]。实质上这是粒子在重力的作用下和介质的分离过程, 在多种工业生产过程中有重要的应用价值。极端稀释体系沉降问题早为 Stokes 在 1851 年用孤粒子理论所解决。对于非极端稀释体系的多粒子沉降问题的研究, 尤其是对有界空间里粒子的“阻滞沉降”研究, 则要比孤粒子沉降困难得多^[3]。不过, 进入本世纪以后人们在这方面的研究不断取得进展, 并且最终在 1972 年, 由 Batchelor 在严格的统计理论的基础上, 给出了令人满意的严格解^[5]。

单分散无势力系统的 Batchelor 阻滞沉降公式可表示为

$$\bar{U} = U_0(1 + S\phi), \quad (1)$$

其中 $\bar{U}$ 为平均沉降速度, U_0 为孤粒子沉降末速, ϕ 为粒子体积浓度, S 为沉降系数, $S = -6.55$ 。对稀释系统, 这种订正因子与体积浓度成线性的关系被很多实验所证实, 但是一般单分散沉降实验所给出的沉降系数 S 的大小与 Batchelor 的结果多不相同, 大体在 -6 至 -4 之间而大于 -6.55 。产生差距的原因是, Batchelor 的理论针对的是“硬粒子”, 粒子间的势函数采用了如下的简化形式:

$$\Phi = \begin{cases} \infty, & (s = 2) \\ 0, & (s > 2) \end{cases} \quad (2)$$

式中 s 是两粒子球心间的无量纲距离, 它是以粒子半径为标度的。粒子间不接触时 ($s > 2$) 无相互作用, 一旦接触 ($s = 2$) 则产生无穷大斥力, 无法相互进入。这种模型

1997-10-14 收到, 1997-12-25 收到修改稿

* 国家自然科学基金资助项目 49875003

下粒子的统计对分布为均匀分布 1。而多数实验是对一般的非硬粒子进行的, 粒子间存在不可忽视的相互作用, 粒子的分布也不是均匀的。有关“硬粒子”的沉降实验主要有两个, 实验粒子都是二氧化硅粒子(一般认为这种粒子接近硬粒子)。一个是 1982 年 Kops-Werkhoven 等人^[6]做的, 得到 $S = -6.6 \pm 0.6$ 的结果; 另一个是 1992 年 Al-Naafa 和 Selim^[7]做的, 得到 $S = -6.51 \pm 0.4$ 的结果, 基本上与 Batchelor 的理论一致。

实际问题中, 粒子的沉降或多或少总会受到势力的影响, 因此理论上关于势力对单分散系统粒子沉降的影响这一问题的研究, 一直为人们所关注。由于完整地描述稳定系统粒子间的势需要引入几个新的参数, 这个问题的解决是相当困难的, 早期的研究者大多做了一定程度的简化。

首先分析一下在单分散沉降理论的研究中曾经使用过的对粒子间势 Φ 的处理方法, 包括有模型的方法和使用势的近似表示的直接计算方法。其中模型方法中曾有三种不同的势函数模型被使用过, 它们是:

(i) 1972 年 Batchelor 采用的硬粒子“无势”模型:

见(2)式。

(ii) 1982 年 Batchelor 与温景嵩采用的多段模型^[8]:

$$\Phi = \begin{cases} \infty, & (0 < (s-2) < \xi_0) \\ \Phi_{\text{van}}, & (\xi_0 \leq (s-2) < 0.2) \\ 0, & (\xi_0 \geq 0.2) \end{cases} \quad (3)$$

(iii) 1989 年 Russel, Saville 与 Schowalter 采用的 Baxter 模型^[9]:

$$\frac{\Phi}{kT} = \begin{cases} \infty, & (s < s_0) \\ -\ln \frac{\delta(s-s_0)}{6\tau}, & (s = s_0) \\ 0, & (s > s_0) \end{cases} \quad (4)$$

模型(i)是最简单的一种模型, 粒子不接触时完全不考虑势力的影响, 实际只对“硬粒子”情形适用, 对一般的实验用的非硬粒子都不合适。

模型(ii)进了一大步(见(3)式), 在简化之后综合考虑粒子间的双电荷层静电斥力势、van der Waals 分子引力势(Φ_{van})的影响。前者的作用表现为无因次双电荷层厚度 ξ_0 (用粒子半径做了归一化)的变化, 粒子间距小于 ξ_0 时假定存在无穷大斥力势; 在粒子间距处于 ξ_0 至 0.2 之间的这段距离上, 后者的作用被假定为居于统治地位; 再向外则势力作用被忽略。采用这种模型, Batchelor 和温景嵩以 ξ_0 为变量对两个具体实验^[10,11](表 1)做了计算。他们的计算解释了一般非硬粒子的实测沉降系数大于 Batchelor 的 1972 年理论给出的-6.55 的原因: 考虑了 van der Waals 引力的存在后, 由此引起的相互靠近的粒子对之间

表 1 两个用聚苯乙烯水溶胶系统做的单分散沉降实验

项 目	实验 1 ^[10]	实验 2 ^[11]
实验温度 / K	290	290
电解质浓度 / (mol · m ⁻³)	0.098	0.001
粒子半径 / μm	0.13	1.55
双电荷层厚度 (无因次)	0.0077	0.0065
实测沉降系数	-5.1	-5.4 ± 0.1

的直接流体动力相互作用要加大参考粒子的沉降速度。但是,把双电荷层斥力势在 ξ_0 处截断是一个很粗糙的假设,实际它的影响肯定要波及到粒子间距大于 ξ_0 的区域,因而用这种模型算出的结果仍与实验有差距。

模型(iii),即所谓的吸引排斥壳模型(见(4)式),式中 k 为 Boltzmann 常数, T 为热力学温度, δ 表示 Delta 函数。这里势能的影响被假定为集中于 $s=s_0$ 的球壳上,其中 s_0 决定排斥范围的大小, $1/\tau$ 代表吸附强度。基于式(4)略显奇怪的对数形式和单分散稳定系统的指数型对分布函数(见(18)式),应用到实际计算中这种模型非常方便,可以推导出沉降系数的一种级数表示。只是此模型的两个参数 s_0 、 τ 仍需由具体的势函数算出,即^[9]

$$\frac{s_0}{2} = 4 + \frac{3}{2} \int_2^\sigma \left[1 - \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \right] s^2 ds, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{6}{s_0^3} \int_\sigma^\infty \left[\exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) - 1 \right] s^2 ds \quad (6)$$

其中 σ 是一个特定间距,满足 $\Phi(\sigma)=0$ 。显见这个模型仍摆脱不了 Φ 的具体形式,而且它并没有一个很清楚的物理意义。Russel 等人采用这个模型亦对表 1 的两个实验做了计算,从后面表 2 所给出的比较来看,理论结果与实验结果仍存在差距。

直接的计算方法中,Goldstein 与 Zimm^[12]在 1971 年及 Reed 与 Anderson^[13]在 1980 年都直接使用了引力与斥力的近似表达式,而没有采用势模型。只是为了避免势函数在近场的发散(后面将会提到这一问题),在距粒子表面为 5×10^{-10} m 的地方对势函数做了截断,然后应用于 Cheng 与 Schachman 的 1955 年实验,通过实测沉降系数的大小和假设的表面电势反过来算 Hamaker 常数。首先在计算中他们都误用了粒子半径,把实验粒子的直径(0.26 μm)误用作半径;其次,下面的分析表明,他们的截断法只适合于半径较小的胶体粒子,对较大粒子的沉降,如 Buscall 等 1982 年实验中用的粒子是行不通的。1992 年 Petsev 与 Denkov^[14]的工作,则由于没有考虑 van der Waals 引力势的影响,而无法解释为何实验沉降系数多大于 Batchelor 提出的-6.55 这个问题。文献[8]早已证明,不考虑 van der Waals 分子引力势时所得沉降系数只能比-6.55 还要小。

2 对势函数的处理

气溶胶力学的研究在可能的时候,也要包括水溶胶力学的研究,特别是沉降问题。大多数悬浮粒子的沉降实验是在水溶胶系统中做的^[3],水溶胶系统中粒子的荷电性质与气溶胶不同,这些粒子均荷同号电,从而产生稳定作用。每一个粒子又把介质中荷异号电的离子吸引到自己周围,形成了一个与本身荷电性质相反的离子层,即所谓的双电荷层。在本文所研究的水溶胶系统中,除双电荷层之间的静电斥力势以外,粒子间还存在 van der Waals 分子引力势,这两种势力之间的消长,决定了对“硬粒子”沉降系数 $S=-6.55$ 的订正是正还是负,从而产生了沉降系数的实验结果与-6.55 之间的差别。

单分散水溶胶系统中,一种较常用的双电荷层静电斥力势公式可以表示为^[15]

$$V_R = 2\pi\epsilon\epsilon_0 a\varphi_0^2 \ln[1 + \exp(-\kappa(s-2))]. \quad (7)$$

其中 ϵ 为介质介电常数, ϵ_0 为真空介电常数, a 为粒子半径, φ_0 为粒子的表面电势, κ 为双电荷层厚度的倒数, $\kappa = 1/\xi_0$ 。在对称的 $z-z$ 价型电解质溶液中, κ 可表示为^[15]

$$\kappa = \left(\frac{2e^2 z^2 n_b}{\epsilon\epsilon_0 kT} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

其中 e 为电子的电量, z 表示第 i 种离子的价电数, n_b 为溶液中离子的数密度。(7) 式适用于薄双电荷层、低定常表面电势的情形^[16,17], 在室温条件、1-1 价型电解质时, 要求 $\varphi_0 \leq 51.4$ mV。由于在下面的计算中要涉及到高电势, 为了与实验做比较, 在实际的计算当中采用了 1996 年 Wang 和 Jin 的表达式^[18]

$$V_R = 32\pi\epsilon\epsilon_0 \left(\frac{kT}{ze} \right)^2 a^2 \left[\gamma^2 \left(1 - \frac{2}{3}\gamma^2 \right) \ln(1 + e^{-\kappa(s-2)}) + \frac{2}{3}\gamma^4 e^{-\kappa(s-2)} + \frac{\gamma^4(1+2\gamma^2)}{12(1-\gamma^2)} \ln(1 + e^{-4\kappa(s-2)}) \right], \quad (9)$$

其中 $\gamma = \tanh(e\varphi_0/4kT)$ 。Wang 和 Jin 的计算表明, 对中等大小的表面电势 (至少大到 102.8 mV) 来说, (9) 式是很精确的。并且可以证明在表面电势很小时, (9) 式会趋近 (7) 式。

单分散水溶胶系统中, 不考虑电磁阻滞的 van der Waals 分子引力势可以表示为^[2]

$$V_A = -\frac{A}{6} \left[\frac{2}{(s^2-4)} + \frac{2}{s^2} + \ln \frac{(s^2-4)}{s^2} \right], \quad (10)$$

其中 A 是粒子在介质中的 Hamaker 常数。(9)、(10) 两式相加即得到总的粒子间势:

$$\Phi = V_A + V_R. \quad (11)$$

计算势力对沉降系数的影响, 需要首先解决势函数在近场的发散问题。势函数表达式 (11) 里, 当粒子间隔 $(s-2)$ 趋于无穷小时, van der Waals 分子引力势以 $(s-2)^{-1}$ 的形式趋于负无穷, 双电荷层静电斥力势趋于一个正的有限值, 于是总的粒子间势趋于负无穷。这必然导致对分布函数——Boltzmann 分布以指数形式的发散, 从而引起沉降积分在近场的发散。问题不在 Batchelor 的沉降理论, 而是由于 Hamaker 公式 (10) 的建立基于点分子模型, 它并不是对胶体粒子间势的完善描述。为此, 必须在近场引入电子云之间的强斥力 (Born 斥力), 或者以某种合理的方法在一个特定间隔处截断势力的作用, 以此消除在近场出现的无穷深势阱。以前的一些工作, 由于未计入 van der Waals 分子引力势, 或者采用了近场为正无穷斥力势的简单模型, 这个问题并没有受到足够重视。我们的研究工作则主要历经了以下两个阶段:

(1) 引入解析形式的 Born 斥力势, 给出较完整的粒子间势。

描述球型胶体粒子间 van der Waals 分子引力势的公式 (10), 是 Hamaker 对描述分子间势的 Lennard-Jones 势 (式 (12)) 中的引力项进行球形粒子积分的结果。由于不希望做硬性截断, 而是自然地消除无穷深的主极小, 我们仿照 Hamaker 的方法, 对代表 Born 斥力的斥力项进行球形粒子积分。结果表明在近场这一项更快趋于正无穷,

从而以正无穷斥力势代替了无穷深势阱。常用的 Lennard-Jones 势有如下表达式^[19]:

$$\Psi = -\Psi_m \left[\left(\frac{x}{x_m} \right)^{-12} - 2 \left(\frac{x}{x_m} \right)^{-6} \right], \quad (12)$$

式中 x 为两个球形分子中心之间的距离, 两个参数 Ψ_m 、 x_m 分别表示分子间作用势的特征大小和平衡距离, x_m 的大小约为 5×10^{-10} m. 对斥力势的积分 (粒子大小相同) 得到 Born 斥力势 V_B 结果如下:

$$V_B = \frac{A}{37800} \left(\frac{x_m}{a} \right)^6 \frac{1}{s} \left[\frac{s^2 - 14s + 54}{(s-2)^7} + \frac{-2s^2 + 60}{s^7} + \frac{s^2 + 14s + 54}{(s+2)^7} \right]. \quad (13)$$

显见第一项在近场占主导地位, 并以 $(s-2)^{-7}$ 的形式趋于正无穷. V_B 的引入初步保证了在近场不会出现无穷深的势阱. 更完整的粒子间势应当具有以下形式:

$$\Phi = V_A + V_B + V_R. \quad (14)$$

进一步的研究以及和实验的比较表明: 对于半径较大的粒子, 单纯引入 Born 斥力势虽然解决了积分发散问题, 沉降系数却太大, 与实验中确实存在有稳定系统相矛盾. 其原因在于在 Born 斥力中我们引入了一个有绝对大小的参数 x_m , 对小粒子它不会带来麻烦, 对大粒子却会导致一个很深的主极小的出现. 也不仅仅是我们这里引入的 Born 斥力势, 任何其他形式的衰减很快的排斥势, 只要它含有一个有绝对大小的距离参数 [一般大概都在 $(1 \sim 10) \times 10^{-10}$ m 左右], 都会存在这样的问题, 其中当然也包括在文献[6,7]中的硬性截断方法. 看来在稳定系统粒子沉降中引入势力影响, 需要在合理的地方给出无穷排斥势, 避开主极小, 这就是我们的第二个步骤.

(2) 当离子间势存在一个很强的势垒时 (我们定之为 $\Phi_{\max} > 15kT$), 在势垒极大

值处给出无穷高的势垒. 这样其实是做了一个假定——对于稀释稳定系统, 粒子无法超越强斥力而陷入主极小, 即粒子的沉降不受主极小影响. 事实上, 从 (2)、(3)、(4) 式可以看出, 所有稳定系统的粒子间势在近场必然要假定一个无穷大的斥力势存在, 虽然这无法由严格的解析方法得到, 而解决受势力影响的粒子沉降的关键在于如何划定势力的有效作用范围. 我们对粒子间势的处理可以表示为

$$\Phi = \begin{cases} \infty, & (s < s_{\max}) \\ V_A + V_R, & (s \geq s_{\max}) \end{cases} \quad (15)$$

式中 $s_{\max}$ 代表势垒极大值的位置, 具体计算中可以通过数值方法确定其大小, V_R 和 V_A 分别由式(9)和式(10)给出. 在图 1 中, 我们显示了式(14)表示的势能

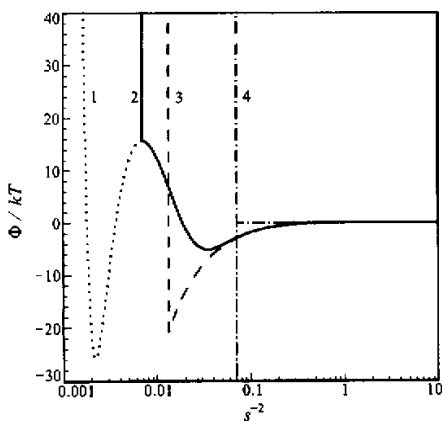


图 1 各种势函数曲线

点线 1 为由式(14)表示的势函数曲线, 一般存在一个主极小、一个次极小, 以及两者中间夹着的势垒; 实线 2 代表本文对势函数的处理, 即式(15); 虚线 3 代表模型(ii); 点划线虚线 4 代表模型(iii)

曲线及各种势能模型曲线, 其中曲线 2 为本文采用的势函数曲线, 由式(15)给出。

3 沉降系数的计算及讨论

在研究粒子间势力对粒子沉降的影响时, 单分散系统无疑是一种简单、也最能体现势力影响的系统。所谓单分散, 指的是悬浮体系内的粒子的大小、密度都完全相同, 这种情形可以在单分散系统内或多分散系统的同类粒子群内找到。方程(16)给出描述对分布函数 $p_{ij}(r)$ 的完整方程^[4]:

$$\frac{\partial p_{ij}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{V}_{ij} p_{ij}) + \nabla \cdot \left[p_{ij} \mathbf{D}_{ij} \nabla \left(\frac{\Phi_{ij}}{kT} \right) \right] + \nabla \cdot (\mathbf{D}_{ij} \cdot \nabla p_{ij}), \quad (16)$$

式中对分布 p_{ij} 表示在距离 i 粒子中心为 r 处, 发现一个 j 粒子的概率密度。 $\mathbf{V}_{ij}$ 是 i 、 j 粒子相对流速, 在这里表示它们在重力作用下的相对速度。 Φ_{ij} 为 i 、 j 粒子间势, $\mathbf{D}_{ij}$ 是 i 、 j 粒子间的相对 Brown 扩散系数张量。在单分散稳定系统的特殊条件下, 方程(16)简化为

$$\nabla \cdot \left[p_{ij} \mathbf{D}_{ij} \cdot \nabla \left(\frac{\Phi_{ij}}{kT} \right) \right] + \nabla \cdot (\mathbf{D}_{ij} \cdot \nabla p_{ij}) = 0. \quad (17)$$

在稳定系统里它的严格解就是 Boltzmann 分布, 即

$$p_{ij} = \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right). \quad (18)$$

式中 Φ 即单分散系统中的粒子间势 Φ_{ij} 。按照 1972 年 Batchelor 所用的收敛方法, 单分散稳定系统的沉降系数为^[4]

$$S = -6.55 + \int_2^\infty (A_{11} + 2B_{11} + A_{12} + 2B_{12} - 3)_{\lambda=1} \left\{ \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) - 1 \right\} s^2 ds, \quad (19)$$

公式右边的积分项表示当 $\Phi \neq 0$ 时引起的修正, 其中 λ 表示分散系统中所含不同大小的粒子的半径比, 在单分散条件下等于 1, A_{11} 、 A_{12} 、 B_{11} 、 B_{12} 则是 4 个迁移率函数。

采用本文提出的办法, 我们对 Cheng 与 Schachman 的 1955 年实验以及 Buscall 等的 1982 年实验做了计算。聚苯乙烯在水中的 Hamaker 常数的大小取作一系列实验结果的平均值 7×10^{-21} J^[9,20]。表面电势则取 Russel 等的设定值^[9], 即实验 1 的 -75 mV 和实验 2 的 -25 mV。计算结果见表 2。

表 2 对实验 1、实验 2 的计算及比较

项	目	实验 1 ^[10]	实验 2 ^[11]
沉降系数	实 验 值	-5.1	-5.4 ± 0.1
	Russel 等的理论值	-4.5*	-6.5
	本文的理论值	-5.1	-5.0
双电层厚度 (无因次)	实 验 值	0.0077	0.0065
	Batchelor 与 Wen 的理论值	0.02	0.009
	本文的理论值	0.0076	0.008

* Russel 等人在文献[15]中给出的结果为 -5.0, 但按照他们给出的计算沉降系数的公式和数据算出的结果只能是 -4.5, 不可能得到 -5.0 的结果。

从表 2 可以看出, 本文提出的新的处理方法, 较之模型(ii), (iii)要好, 比文献 [12], [13]考虑得更全面。在对势能曲线的计算结果的分析中我们发现: 对两个实验, 势垒的极大值位置都在 0.001 (无因次) 左右, 势垒和次极小之间夹着的零点位置都在 0.04 (无因次) 左右。势能从势垒极大值处落到零点, 中间经过了相当的距离。Batchelor 等人的 1982 年模型中, 在双电荷层厚度以外完全忽略双电荷层斥力的作用, 导致在近场, 即双电荷层顶端的外侧一面有一个相当深的势阱存在, 从而夸大了 van der Waals 分子引力的影响, 所推算出的双电荷层厚度理论值自然要比实测值大很多。本文的模型正确地考虑到了双电荷层外斥力的影响, 使第二极小的位置从参考粒子临域推开, 第二主极小深度变浅, 因而使双电荷层厚度的理论值与实测值符合得更好。

我们进一步对粒子半径分别为 $0.1 \mu\text{m}$ 和 $1.0 \mu\text{m}$ 的两种聚苯乙烯水溶胶单分散系统做了计算。 κ 分别取 50、100、150 和 200, 表面电势 φ_0 取在几十毫伏左右, 结果见图 2、图 3。在图中显示出在 κ 和 φ_0 的有限范围内变化的沉降系数, 因为 κ 太大或 φ_0 太小时可能不存在足够强的势垒, 因而必须考虑主极小的影响, 系统可能就不是稳定系统了。但是从图中的确看出, 沉降系数的计算结果大多比 -6.55 大。此外从趋势上看, φ_0 固定, 沉降系数都随 κ 的变大 (双电荷层变薄) 而变大; κ 固定, 沉降系数都随 φ_0 的变大而变小。这是完全可以理解的, 直观地讲, 粒子表面电势固定, 越薄的双电荷层意味着越大的引力作用范围, 越多的束缚粒子对, 而束缚粒子对的下沉速度比分开的粒子快, 因此沉降系数也越大; 双电荷层厚度固定, 则越高的表面电势意味着越强的斥力作用, 越少的束缚粒子对, 因而沉降系数也越小。总之, 计算结果无论从具体数值还是从趋势上看都是可信的。

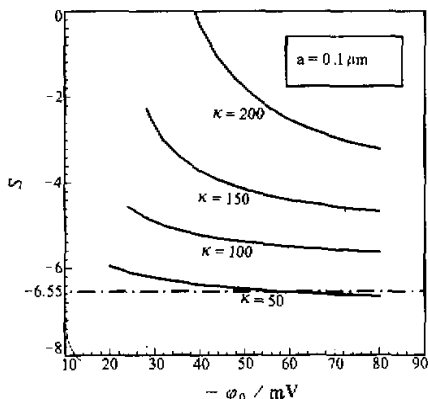


图 2 使用本文的处理方法算得的 $\varphi_0 - S$ 曲线
粒子半径为 $0.1 \mu\text{m}$, 点划线表示
“硬粒子”沉降系数 -6.55

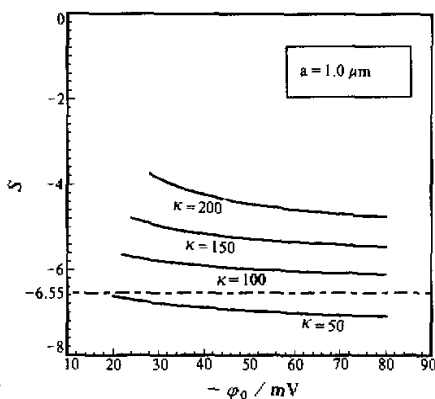


图 3 使用本文的处理方法算得的 $\varphi_0 - S$ 曲线
粒子半径为 $1.0 \mu\text{m}$, 点划线表示
“硬粒子”沉降系数 -6.55

4 小结

我们的工作, 合理地考虑了 van der Waals 引力、双电荷层斥力和近场强斥力对粒

子沉降的影响, 提出了一个在单分散稳定系统粒子的沉降中加入势力影响的方法, 这种处理方法的势函数可以用式(15)表示。与实验结果的比较以及进一步的数值计算证明了势函数(15)的合理性, 从实质上说, 这种合理性意味着存在于粒子表面和强势垒之间的势力相互作用——尽管会作用于不稳定系统中粒子的碰并现象——却不会对稳定系统中粒子的沉降现象有所影响。从这种意义上讲, 在稳定系统粒子的沉降中引入势力影响相对要简单一些。在分散稳定系统的沉降研究中, 采用本文的处理方法也应当是合理的。另外要强调的一点是, 在决定胶体粒子间势的几个参数中, 表面电势是非常难于用实验测量的。因此, 提出合理的方法把沉降系数与这些参数联系起来, 具有很大的应用价值, 这值得相关领域的科研工作者进一步研究。

参 考 文 献

- 1 温景嵩, 1989, 微大气物理学导论, 北京: 科学出版社, 1~8, 61~82.
- 2 温景嵩, 1995, 概率论和微大气物理学, 北京: 气象出版社, 230~243.
- 3 Øyke, H. A., 1960, 顾震潮等译, 气溶胶力学, 北京: 科学出版社, 30~62.
- 4 Wen, C. S., 1996, *The Fundamentals of Aerosol Dynamics*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 105~148.
- 5 Batchelor, G. K., 1972, Sedimentation in a dilute dispersion of spheres, *J. Fluid Mech.*, **52**(2), 245~268.
- 6 Kops-Werkhoven, M. M., Pathmanoharan, C., Vrij, A. and Fijnault, H. M., 1982, Concentration dependence of self-diffusion coefficient of hard spherical particles measured with photon correlation spectroscopy, *J. Chem. Phys.*, **77**, 5913~5925.
- 7 Al-Naafa, M. A. and Selim, M. S., 1992, Sedimentation of monodisperse and bidisperse colloidal suspensions, *AIChE J.*, **38**(10), 1618~1630.
- 8 Batchelor, G. K. and Wen, C. S., 1982, Sedimentation in a dilute polydisperse system of interacting spheres, Part 2: numerical results, *J. Fluid Mech.*, **124**, 495~528.
- 9 Russel, W. B., Saville, D. A. and Schowalter, W. R., 1989, *Colloidal Dispersions*, Cambridge University Press, 334~335.
- 10 Cheng, P. Y. and Schachman, H. K., 1955, Studies on the validity of the Einstein viscosity law and Stokes law of sedimentation, *J. Polym. Sci.*, **16**, 19~30.
- 11 Buscall, R., Goodwin, J. W., Ottewill, R. H. and Tadros, T. F., 1982, The settling of particles through Newtonian and non-Newtonian media, *J. Colloid Interface Sci.*, **85**(1), 78~86.
- 12 Goldstein, B. and Zimm, B. H., 1971, Effect of concentration and intermolecular forces on the sedimentation of polystyrene spheres, *J. Chem. Phys.*, **54**, 4408~4413.
- 13 Reed, C. C. and Anderson, J. L., 1980, Hindered settling of a suspension at low Reynolds number, *AIChE J.*, **26**(5), 816~827.
- 14 Petsev, D. N. and Denkov, N. D., 1992, Diffusion of charge colloidal particles at low volume fraction: theoretical model and light scattering experiments, *J. Colloid Interface Sci.*, **149**(2), 329~334.
- 15 Russel, W. B., Saville, D. A. and Schowalter, W. R., 1989, *Colloidal Dispersions*, Cambridge University Press, 101~120.
- 16 Hogg, R., Healy, T. W. and Fuerstenau, D. W., 1966, Mutual coagulation of colloidal dispersions, *Trans-Faraday Soc.*, **62**, 1638~1651.
- 17 Zeichner, G. R. and Schowalter, W. R., 1977, Use of trajectory analysis to study stability of colloidal dispersions in flow fields, *AIChE J.*, **23**(3), 243~254.
- 18 Wang, H. P. and Jin, J., 1996, Approximate expressions for double layer interaction at moderate potential, *J. Colloid Interface Sci.*, **177**, 380~383.
- 19 Himenz, P. C., 1977, 周祖康、马季铭译, 胶体与表面化学原理, 北京: 北京大学出版社, 474~476.
- 20 Zeichner, G. R. and Schowalter, W. R., 1979, Effects of hydrodynamic and colloidal forces on the coagulation of dispersions, *J. Colloid Interface Sci.*, **71**(2), 237~253.

Effects of Interparticle Potential on the Sedimentation of Monodisperse Colloid System

Wang Hao and Wen Jingsong (C. S. Wen)

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

Abstract The effects of interparticle potential on the sedimentation of colloid system is still an unsolved problem. An important difficult problem is how to formulate the interparticle potential in a stable system. People can only depend on some models now. Here we investigate three previous models of interparticle potential and present a new and more reasonable method to deal with the interparticle potential in monodisperse system. Moreover, some numerical calculations are made and the results are compared with experiments. The comparison shows that the new method is better than the previous ones.

Key words sedimentation sedimentation coefficient van der Waals attractive potential double layer repulsive potential

中国科技期刊被引频次及影响因子排行表 (地球科学类)

名次	期 刊 名 称	被引频次	名次	期 刊 名 称	影响因子
1	地球物理学报	932	1	岩石学报	0.6634
2	海洋与湖泊	359	2	地质学报	0.6286
3	大气科学	355	3	地学前缘	0.5570
4	地震学报	345	4	第四纪研究	0.5476
5	海洋学报	334	5	地球物理学报	0.5233
6	气象学报	323	6	地球化学	0.4407
7	地质学报	305	7	大气科学	0.3699
8	地球科学	298	8	测绘学报	0.3673
9	地质科学	280	9	矿床地质	0.3580
10	地质论评	262	10	地质科学	0.3516

(数据来源: 中国科学院文献情报中心中国科学引文数据库 1997 年统计结果)