

η_w 表示水的粘滞系数。

对于大气泡，它们的形状通常要发生扭曲畸变而不再是球形，当半径在 $1000 \mu m$ 以上时，气泡的运动不再稳定而且不再是其半径的函数，要计算这些气泡的速度是很难的。

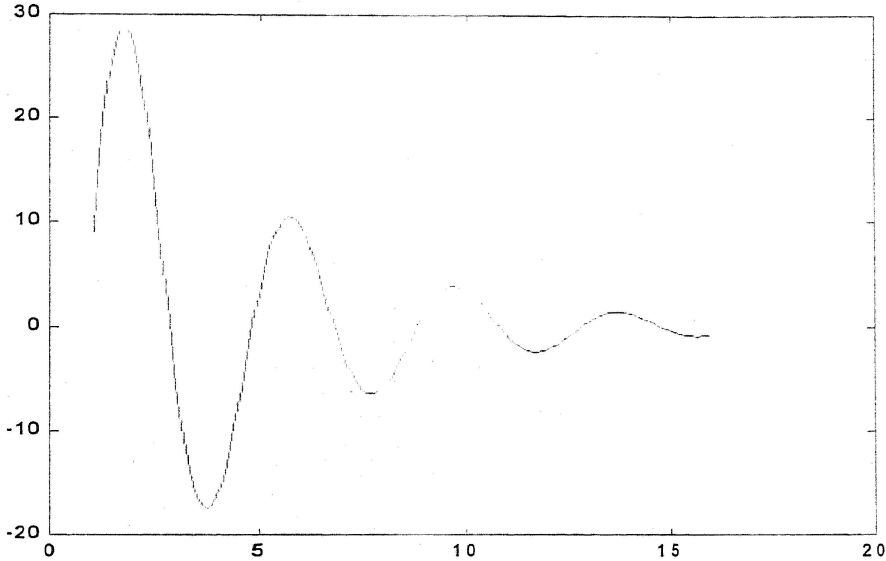


图 3-13 气泡加速度随上升时间变化关系的模拟曲线

根据实验结果，气泡加速度随着上升时间具有阻尼衰减的规律，这一规律可以用数学方法模拟的曲线如图 3-13 所示，对应的加速度表达式可由下式给出，

$$a = \frac{dv}{dt} = 35e^{-0.25t} \sin\left(\frac{\pi}{2}t\right)$$

图 3-14 是上述十个气泡的速度随上升时间的变化规律曲线。较大的气泡 (bubble01~bubble02)，速度随上升时间基本呈现出单调减小的特征，其它气泡的速度虽然在总趋势上也随着时间而减小，但减小的幅度较小。对于较小的气泡 (如 bubble04~bubble10)，速度的变化不再是单调减小，而是具有一定的周期性，气泡愈小，这种周期性愈强 (bubble09、10)。除两个气泡 (bubble01、09) 以外，其它气泡速度的幅值基本随气泡直径的减小而减小，这一规律也可通过绘制出气泡末速度与气泡直径的关系曲线清楚地看到。

图 3-15 是根据实验结果得到的气泡末速度与气泡直径的关系曲线，图中使

用的气泡直径是气泡在一个很短时间 (Δt) 内的平均值。实线为原始数据对应的曲线，而虚线是该实线的平滑曲线。与文献中给出的相关曲线对比，发现该平滑曲线与文献中的曲线符合的相当好。从平滑曲线容易看出，直径小于 0.45mm

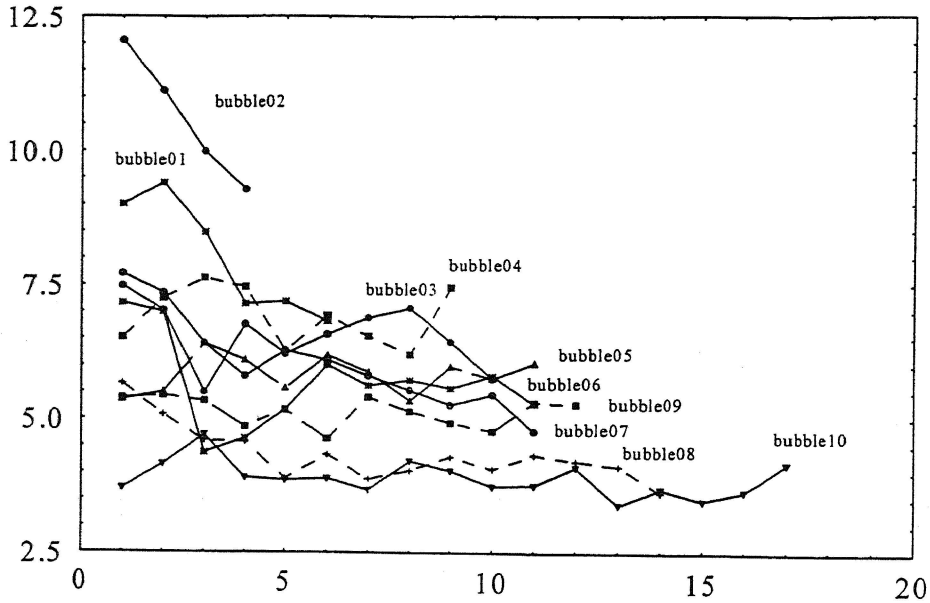


图 3-14 气泡速度随上升时间的变化

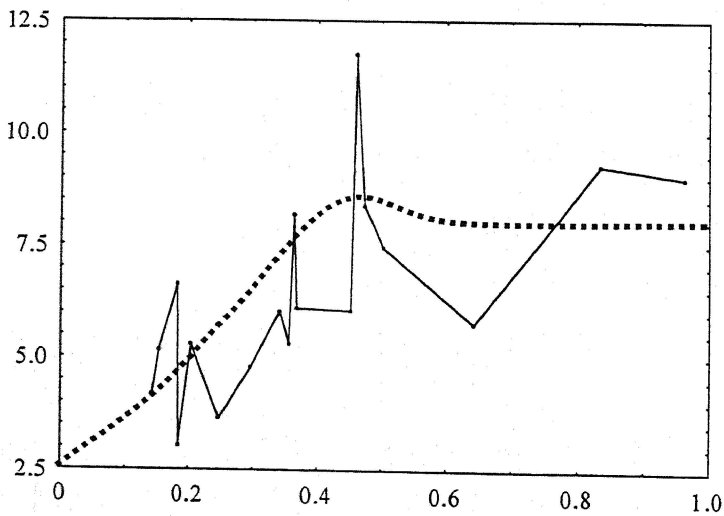


图 3-15 气泡末速度与气泡直径的关系

的气泡，其末速度随直径单调增加，去在 0.045mm 处有一极大值，而直径大于 0.45mm 的气泡，其末速度近似地保持为常数。

气泡在上升过程中，一方面其加速度、速度随着上升过程发生变化；另一

方面, 气泡直径也会随着气泡的上升而发生变化。图 3-16 是气泡在上升过程中气泡直径随时间的变化关系曲线, 图 3-16 显示, 所有气泡的直径随时间都有增加的趋势, 增加幅度虽然并不大, 但显示出的增大规律是稳定的。根据流体力学的理论, 由于表面张力的存在, 液面内和液面外有一压强差, 称为附加压强。在凸面的情形, 附加压强为正, 即液面内部的压强大于液面外部的压强; 在凹面的情况下, 附加压强为负, 即液面内部的压强小于液面外部的压强。对于任意弯曲液面, 附加压强的大小由拉普拉斯公式给出

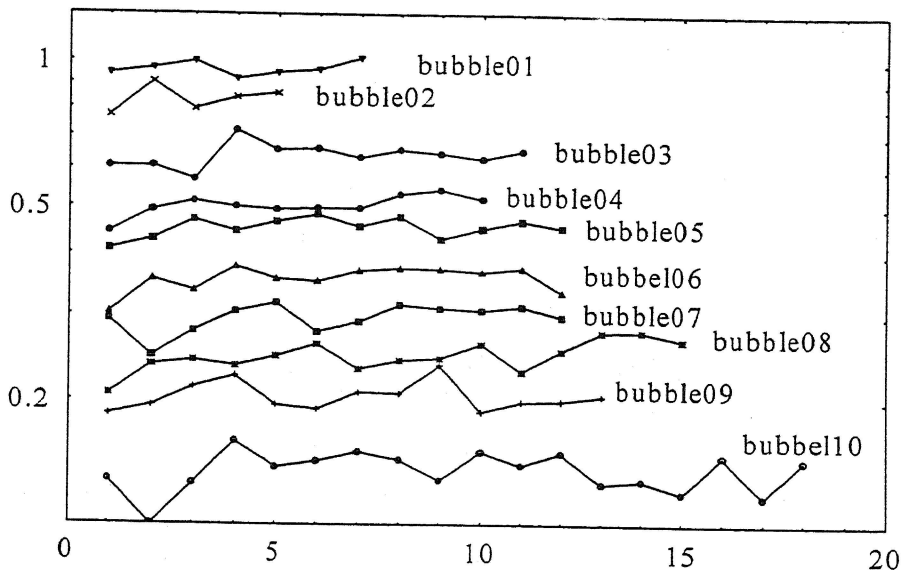


图 3-16 气泡直径随上升时间的变化

$$p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

式中 p 、 σ 分别表示附加压强和表面张力系数, R_1 、 R_2 表示任意一对相互垂直的正截口的曲率半径。由此可得球形气泡内外的压强差

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R},$$

由气泡模拟器产生的气泡, 初始时内部为 100% 的氮气 (实验使用的是氮气), 在上升过程中, 气泡内的氮气由于气体扩散的影响有一部分要逃逸出气泡, 同时有氧气会从周围的水中进入气泡内, 使得气泡内气体中氮和氧的比例趋近于 2:1; 随着气泡深度的减小, 气泡外部压强逐渐减小, 如果气泡内气体压强不变, 则气泡半径必然增大, 以减少因气泡上升引起的压强差的减小。

假设气泡内气体为理想气体，则其中发生的过程遵守理想气体状态方程。假设在上升过程中的某时刻一气泡位于水面下 x 处，气泡内气体的压强、体积、温度、质量分别为 P 、 V 、 T 、 m ；经过 dt 时间后，气泡发生位移 dx ，气泡内气体的对应量分别为 p' 、 V' 、 T' 、 m' ；为了简化，还可以假设气泡内气体的摩尔质量（平均分子量）在上升过程中不发生变化，均为 μ ，则可得到下面的表达式：

$$\begin{cases} PV = \frac{m}{\mu} \xi T \\ P'V' = \frac{m'}{\mu} \xi T \end{cases}$$

其中 ξ 是普适气体常数，而且

$$P' + \rho_w g dx = P \quad ; \quad V' = V + dV \quad ; \quad m' = m + dm \quad ; \quad T' = T + dT$$

将该表达式代入上式，得出下面的方程：

$$\frac{P - \rho_w g dx}{P} \cdot \frac{V + dV}{V} = \frac{m + dm}{m} \cdot \frac{T + dT}{T}$$

考虑到 $P = P_0 + \rho_w gx$ ， P_0 为大气压强，将上式化简，并忽略二次无穷小，

$$\frac{dV}{V} - \frac{\rho_w g dx}{P_0 + \rho_w gx} = \frac{dT}{T} + \frac{dm}{m}$$

方程式两边积分得

$$\begin{aligned} \ln V - \ln(P_0 + \rho_w gx) &= \ln T + \ln m + \text{cons.} \\ V &= mT(P_0 + \rho_w gx) + \text{cons.} \end{aligned}$$

从该式可以看出，在气泡上升过程中，其体积的变化由三个因素决定，即气泡内气体质量、温度、位置坐标。

根据实验结果得到的气泡直径随位置坐标变化的关系曲线与图 3-16 极为相似，如果近似地认为图 3-16 显示的气泡直径的变化为线性变化，再考虑到气泡上升时极短时间内温度的变化应很小，根据上式可以认为随着气泡的上升，气泡内气体的质量不会有大的变化。

3.4.2.2 不同气体压强下气泡运动规律

图 3-11 是不同气体压强下拍摄到的气泡形态，其中气体压强分别为

0.020、0.025、0.030、0.035MPa，从图中清晰可见，气体压强较小（0.020、0.025MPa）时小气泡（直径 $<0.450\text{mm}$ ）占主要比例，气泡基本呈现球形，大气泡（直径 $>0.450\text{mm}$ ）较少，极个别气泡的直径大于 1.0mm ，这些气泡已经不再呈球形；而且，在气体压强较小时气泡密度也较小，有肉眼可见的空隙。气压较大（0.030、0.035MPa）时，出现非球形气泡，且0.035MPa时非球形气泡占大部分，出现了大量的球冠形气泡，气泡密度较小气压时明显增大。

不同气体压强下气泡上升速度的对比、气泡的分布以及气泡幕的含气量等情况的分析由张建华等同志作出，分析结果在“实验室气幕结构分析报告”中详细阐述。在该报告中，张建华等将高速摄影机拍摄的气泡、气泡幕胶片通过扫描仪输入计算机，并对上述规律进行了分析，从而得到不同气体压强下气泡的上升速度等数据。表3-1给出的是五个气压0.022、0.025、0.030、0.035、0.040MPa情况下典型气泡的上升速度，在各个压强下他们选择了小、中、大三个气泡作为研究对象。

表 3-1 不同气体压强下气泡的上升速度

气体压强	气泡直径 (mm)	上升速度 (mm/s)
0.022Mpa	0.43	157.08
	0.65	231.13
	1.57	332.12
0.025Mpa	0.74	258.00
	1.09	315.13
	1.78	370.88
0.030MPa	0.52	197.75
	1.00	243.96
	1.04	271.68
0.035Mpa	1.96	188.69
	2.00	170.55
	2.26	156.03
0.040MPa	0.39	339.42
	2.17	572.77
	2.48	490.27

从表3-1中给出的数据来看，相同气压下，气泡上升速度变化的总体趋势是气泡直径越大，上升速度越快（0.022、0.025、0.030MPa）；当气泡直径达到某一数值时，上升速度又会相对减小（0.035、0.040MPa），这一结果同前面的结论是一致的。不同气压下，随着气体压强的增大，相同大小气泡的上升速度会显著增加，但在气压为0.030MPa时上升速度下降；气压为0.035MPa时仅有较大气泡（直径 $\geq 1.96\text{mm}$ ）的数值，而且其速度值明显地小于其它情况下的速

度。根据表 3-1 的参数，将不同气压下典型气泡的上升速度随气泡直径的变化绘于图 3-17，从图 3-17 能够更为清楚地看到各种气体压强下速度的变化规律。

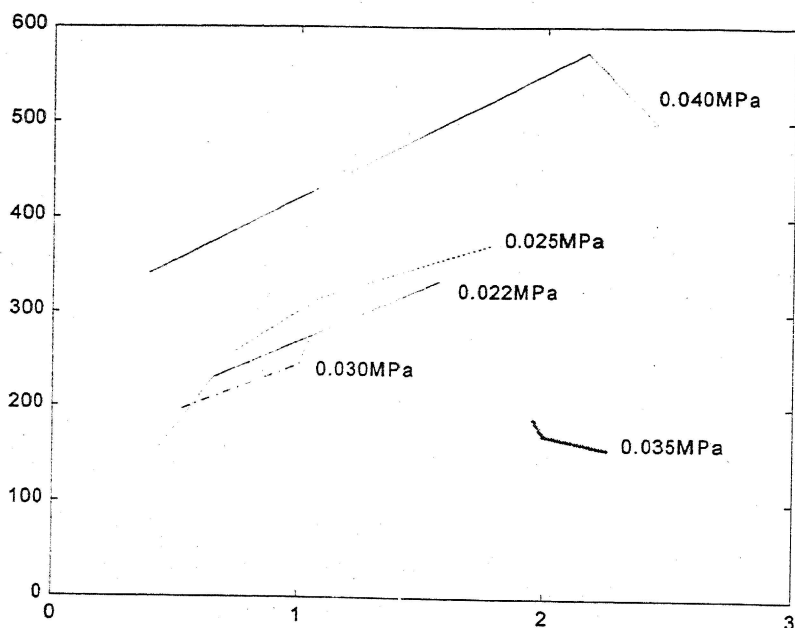


图 3-17 不同气压下气泡的上升速度随气泡直径的

由微孔陶瓷管产生的气泡具有一定的初速度，初速度的大小无疑决定于气体压强的大小，气压越大，初速度会越大，反之亦然。当气压较小时，所产生气泡的初速度较小，气泡离开陶瓷管表面后，与周围水体的瞬时作用可以忽略不计，其在水中的运动用一般流体力学的理论进行处理即可。当气压较大时（0.030MPa），气泡在离开微孔陶瓷管的瞬间，将会与周围水体发生类似于碰撞的相互作用，在“碰撞”期间，气泡与周围水体将会发生非常复杂的相互作用，结果会导致气泡速度的下降，同时其周围水体将会得到一定的速度。如果将该“碰撞”问题简化为两个小球的完全弹性正碰撞，则在碰撞前后的速度可以用动力学理论求出。

用 m_1 、 m_2 表示两个小球的质量， v_{10} 、 v_{20} 和 v_1 、 v_2 分别表示两个小球碰撞前和碰撞后的速度，在假定碰撞为弹性正碰撞的情况下，根据动量和动能守恒定律，并考虑到是一维碰撞，存在如下的方程组：

$$\begin{cases} m_1 v_{10} + m_2 v_{20} = m_1 v_1 + m_2 v_2 \\ \frac{1}{2} m_1 v_{10}^2 + \frac{1}{2} m_2 v_{20}^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 \end{cases}$$

其中假设在碰撞前二者速度方向相同。解此方程组，得到

$$\begin{cases} v_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_{10} + \frac{2m_2}{m_1 + m_2} v_{20} \\ v_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_{10} + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} v_{20} \end{cases}$$

如果 $v_{20}=0$ ，有

$$\begin{cases} v_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_{10} \\ v_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_{10} \end{cases}$$

现在的问题是气泡与周围水体的作用，所以 $v_{20}=0$ 的假设是合理的。当气体压强较小时，气泡初速度较小，气泡从开始生成到脱离陶瓷管是一个连续过程；气体压强较大时，气泡与周围水体发生“碰撞”，可以想象，在碰撞过程中气泡质量 m_1 同与其发生作用的水体的质量 m_2 相当，根据上式，“碰撞”后气泡的初速度接近于零。

当气压更大时，离开陶瓷管的气泡具有很大的初速度，这时气泡在短距离内将会如高速运动的子弹一样穿过周围的具有体积弹性的水体，所以其上升速度必然具有较大的量值。

以上只能定性地解释气泡上升速度的变化。气泡上升速度的这种变化规律，并不能完全代表各种气泡的运动特征。在实验过程中，几乎每一次都可以观察到一类中等大小气泡的特殊运动，这些气泡是螺旋式上升的。要精确地描述这种气泡的运动，必然要考虑到更多因素如气体扩散、热传导、粘滞现象、气泡的自旋、气泡形变等的影响，也有可能还有一些未知的因素和未知规律在起作用。

表 3-2 是不同气体压强下，气泡幕中不同直径气泡的分布情况。从表中给出的数据来看，随着气体压强的增加，气泡幕中小气泡（气泡直径 $<1.0\text{mm}$ ）的数量逐渐减小，但在气体压强为 0.040MPa 时又出现反转；中等大小气泡（气泡直径在 $1.0\sim 2.0\text{mm}$ 之间）的数量在气体压强为 0.030MPa 时有一极大值，而在气压变大、变小时其数量都趋于减小；大气泡（气泡直径 $>2.0\text{mm}$ ）的数量随着气体压强的增加而增大。在较小气压（ 0.022MPa ）下，小气泡占绝大多数（ $14.35/15.35\approx 93.5\%$ ），中等大小气泡和大气泡的数量很少；气压为 0.025MPa

时,小气泡和中等大小气泡的数量接近(54.1%和45.8%),但大气泡数量很少;在中等大小气压(0.030MPa)下,中等大小气泡占多数(5.4/6.9 \approx 78.2),小气泡较少,大气泡很少;当气压达到0.035MPa时,小气泡很少,主要是中等大小气泡和大气泡,所占比例分别为60%和40%;实验时气压达到0.040MPa是很大的,此时又会产生出大量的小气泡(50%),而中等大小气泡则最少,约占11.7%,其余为大气泡。

表 3-2 不同气体压强下气泡的分布

气体压强	气泡数量比		
	<1.0 (mm)	1.0~2.0 (mm)	>2.0 (mm)
0.022Mpa	14.35	1.00	0
0.025Mpa	2.60	2.20	0
0.030MPa	1.50	5.40	0
0.035Mpa	0	1.50	1.00
0.040MPa	2.63	0.63	2.00

总的来看,气压较大时较大气泡所占比例较大,因此在气泡幕中的含气量

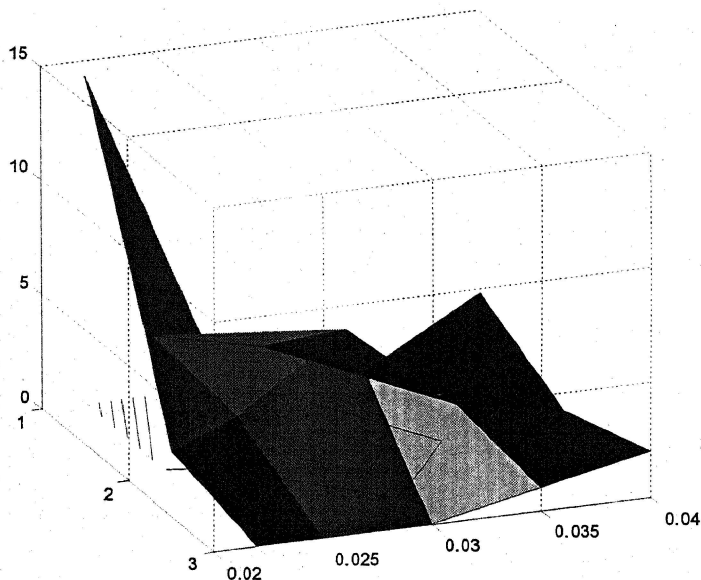


图 3-18 气体压强、气泡直径范围、气泡数量比的三维图形

也较大。为了对这一过程的规律有一个定量认识，将实验数据绘图。图 3-18 是气体压强、气泡直径范围以及气泡数量比的三维图象，从该图中可以清楚地看出上述变化关系，其中的线条是等高线。有趣的是，这一图形与飞机的折纸模型相象。

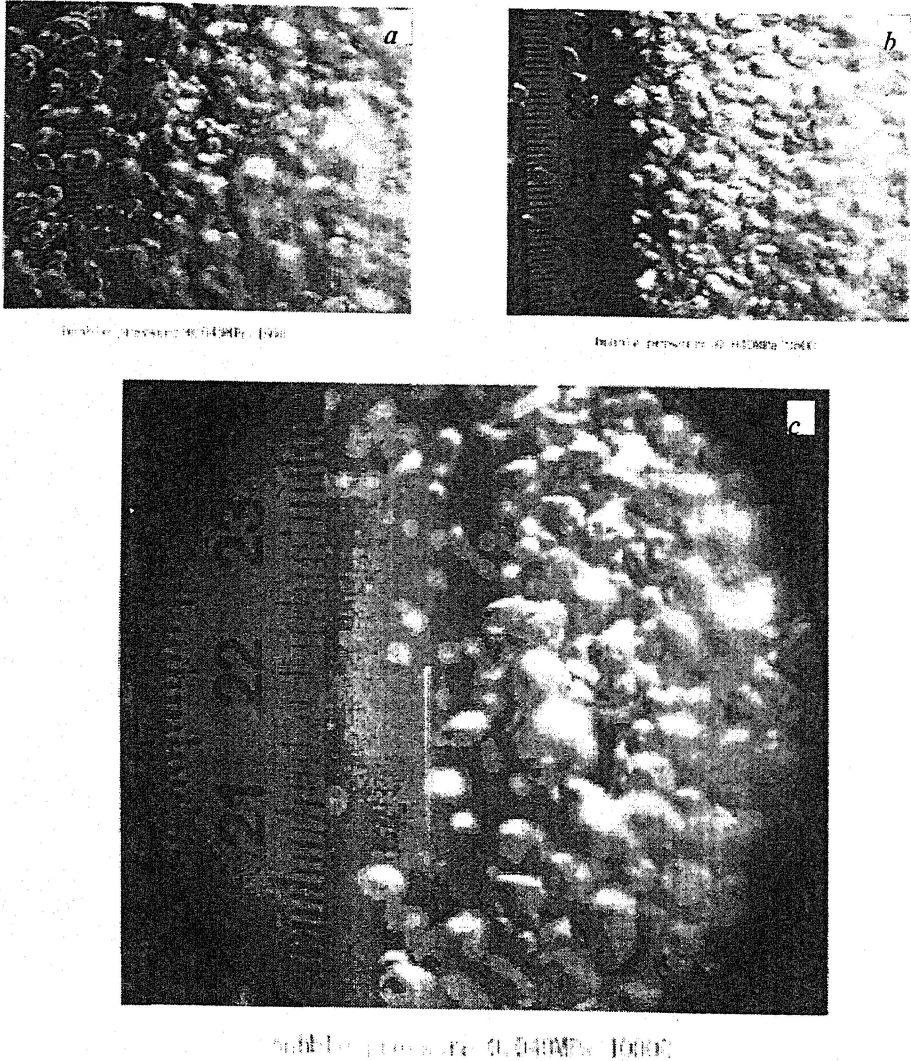


图 3-9 气体压强为 0.040MPa 下拍摄的气泡幕
a 1/1600s; b 1/2500s; c 1/1000s



图 3-10 气体压强为 0.025MPa 时，高速摄影机拍摄的气泡幕

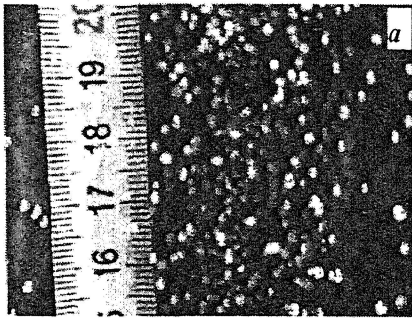


图 3-11 a 气体压强为 0.020MPa

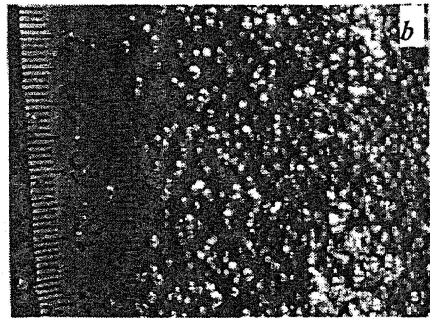


图 3-11 b 气体压强为 0.025MPa

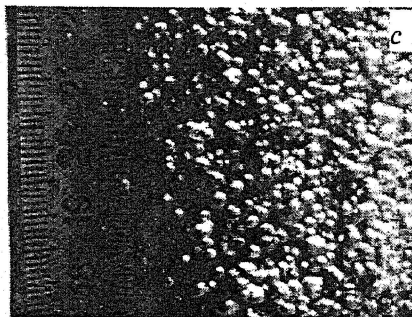


图 3-11 c 气体压强为 0.030MPa

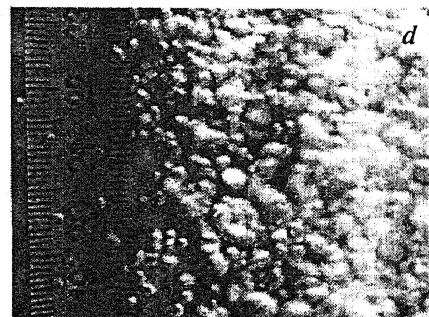


图 3-11 d 气体压强为 0.035MPa

图 3-11 不同气体压强下的气泡幕

a 0.020MPa; *b* 0.025MPa; *c* 0.030MPa; *d* 0.035 MPa

第四章 水中光的传输及散射

4.1 水中光的传输

光传输的基本物理特性对于人工光源和自然光源来说是一致的。光在水介质中传输的物理特性与水质有密切关系，为了对气泡幕、船只尾流的光学特性做出深入的认识和研究，有必要对水中光的传输以及散射特性进行全面的分析。

4.1.1 光的衰减

即使是经过过滤的最纯净的水，其对光的水碱也是非常严重的。实验表明，衰减是光波长的复杂函数（图 4-1）。光的衰减是由两个互不相关的物理过程引起的，即吸收的散射。光子消失何过程都叫做吸收。在水中，许多光子是在其

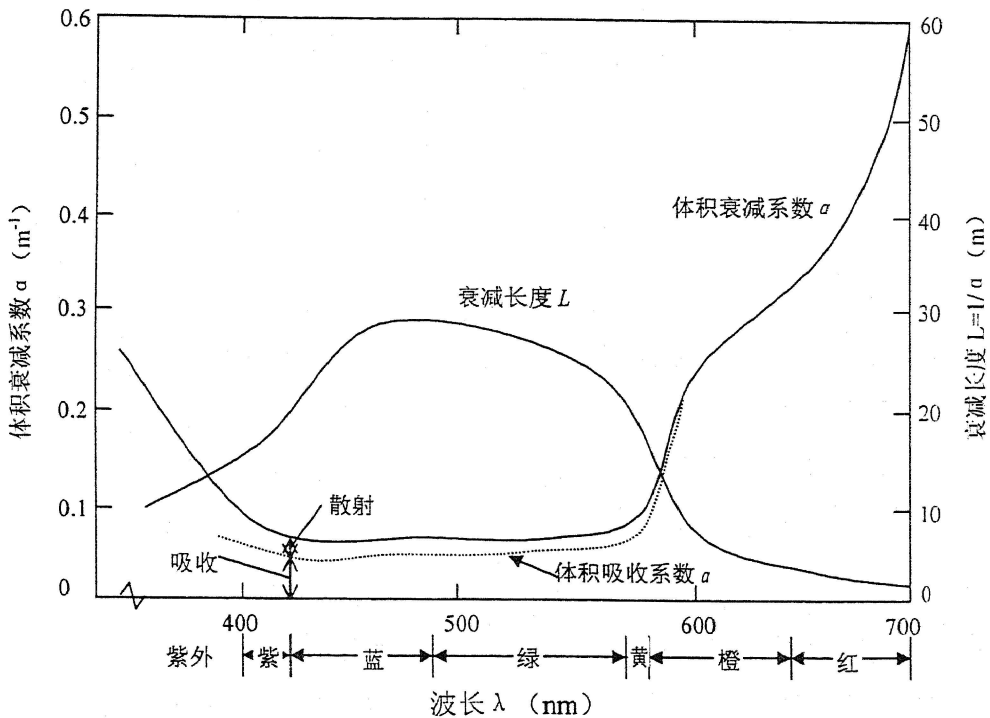


图 4-1 蒸馏水在可见光谱区域中的体积散射系数 α 和衰减长度 L

能量转变为热能时消失了。但另一方面，散射时光子并没有消失，只是光子的行进方向发生变化。吸收和散射都与波长有关。但光在水中传输时的强烈的光

谱效应却几乎完全起因于吸收过程。

水对光谱中的紫外和红外部分表现出强烈的吸收，是由于水分子在这些频带上强烈的共振造成的。紫外共振起因于电子的激发，红外共振起因于分子激发。水分子是有极分子，因而红外共振特别强。液体和固体的共振一般很宽，分布在宽的波带上，所以尽管吸收的峰值恰好落在可见区域之外，但强烈的吸收足以影响到可见光区域。这些都是宽带效应，因而也就没有理由想找到某一窄带，其上水的透射-绿区域好。这个预言得到了实验的证实。在整个可见区域内，每隔 0.1nm，仔细地测量了水的吸收特性，结果并未发现高透射率窗口。

考虑一个窄的准直光束，如果光子被吸收或被散射到光束外，则光被衰减或从光束中消失了（图 4-2）。单色光束的照度可用简单的指数方程描述：

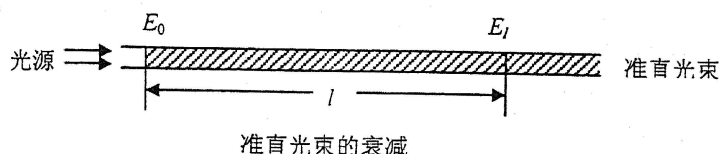


图 4-2 准直光束的衰减示意图

$$E(l) = E_l = E_0 e^{-\alpha l} = E_0 e^{-l/L} \quad (4-01)$$

式中 $E(l)$ 为与照度为 E_0 的参考点相距为 l 处的照度； α 为体积衰减系数，它是波长的函数； $L=1/\alpha$ 为衰减长度； e 为自然对数的底数。应强调指出， E_l 表示的是“非散射”光。在某些应用中被散射到准直光束以外的光有重大意义，必须予以考虑。当必须强调直射的或非散射部分时，用符号 $E_D(l)$ 来表示。

吸收和散射对衰减系数都有贡献

$$\alpha = a + S \quad (4-02)$$

式中 a 、 S 分别为体积吸收系数和体积散射系数。

对蒸馏水和许多大洋水样的衰减系数的测量表明，各种情况下衰减系数都与波长有关，衰减最小的一般在光谱的蓝-绿区域，即海洋的所谓蓝-绿窗口。海水中的任何溶解的和悬浮的物质（如盐、有机物、碎岩、无机分子等）都会使吸收和散射增大，最干净的海水的衰减接近于蒸馏水的衰减，在 480~500nm

区域测得的衰减系数为 0.05m^{-1} ，蒸馏水为 0.037m^{-1} 。

近岸的和河口的水衰减一般较大，其衰减系数比干净海水的衰减系数大约一个数量级。某些溶解于近岸水、河口水、湖水中的物质（所谓黄色物质）在光谱的蓝色区域有强烈的吸收，因而使透射的极大值移向绿色区域（图 4-3），这说明了近岸的水比大洋中的水更绿的原因。偶尔还发现水体带黄色或甚至有些发红，是因为水中含有强烈吸收蓝、绿光的物质，而产生这种吸收的黄色物质是植物组织的复杂分解产物。

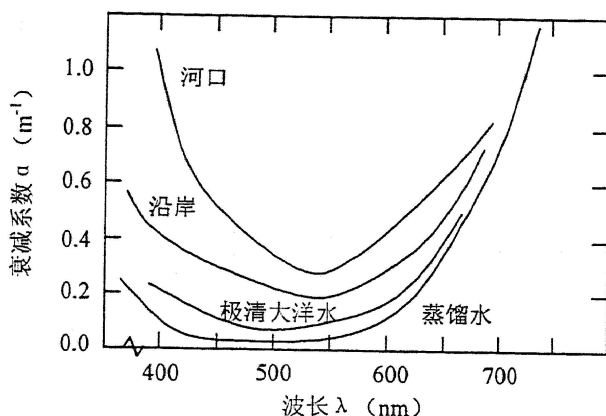


图 4-3 典型的河口水、沿岸水、清的大洋水与蒸馏水衰减系数的比较

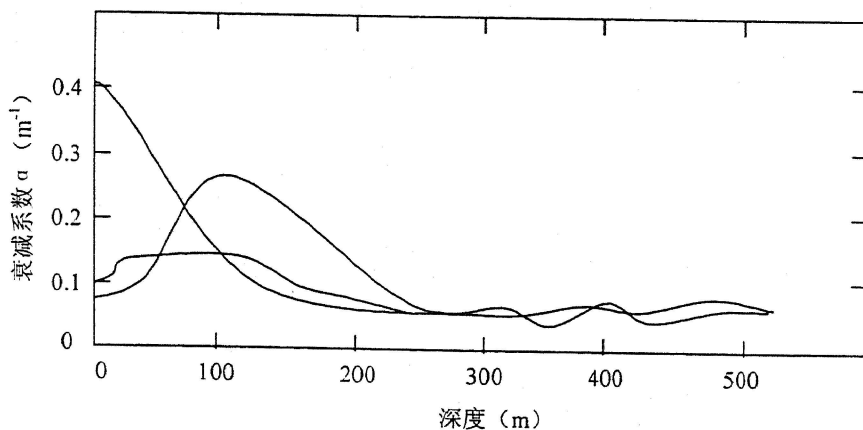


图 4-4 深海地区中衰减系数 α 与深度之间的一些典型函数关系

海水并不是均匀的，不同深度的衰减系数不同，在表层衰减系数的变化最大，深度较大时海水的透射较为均匀，透射较差的水层大多位于水面下 $50\sim 100\text{m}$ 处。衰减系数随深度的变化关系如图 4-4 所示。

方程(4-01)是由单色光和准直光束推导出来的,从方程(4-01、02)来看,吸收和散射的效应是等同的,在单色、非散射的准直光束条件下,该方程能够正确给出光沿光束方向的传输特性。

4.1.2 光的散射

水中散射粒子的线度范围很大,小的有水分子,其直径比可见光的波长小几百被;大的从复杂的可溶性物质的分子以及悬浮的淤泥和生物组织,活组织的大小从 nm 数量级到可肉眼看得到的大小。如同在大气中的情况一样,粒子的散射特性与粒子的线度有关。当粒子的限度远小于波长时,散射遵守瑞利定律,如果用 S_R 表示瑞利散射系数,则有:

$$S_R = B\lambda^{-4} \quad (4-03)$$

其中 B 为常数,与散射粒子的性质有关。更明确地

$$S_R = \frac{8}{3} \cdot N\pi R^2 \cdot \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)^2 \cdot \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^4 \quad (4-04)$$

式中 N 为粒子书密度, n 为波长为 λ 时粒子的折射率, R 为粒子半径。根据此式,可计算出波长为 480nm 时,单独由水分子引起的瑞利散射其衰减系数约为 0.004m^{-1} ,因此即使是在最佳透射波长,瑞利散射也仅仅考虑了水的总衰减系数的一小部分。

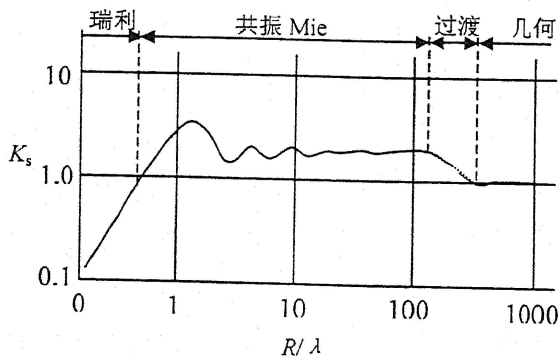


图 4-5 K_s 随 R/λ 变化的近似图形

当粒子的线度接近于光的波长时,所发生的是 Mie 散射,此时的衰减系数可有下式给出:

$$S_M = N\pi R^2 K_S \quad (4-05)$$

式中 K_S 为实际的散射截面与几何截面之比。Mie 推导出的 K_S 表达式是关于 R/λ 、粒子折射率的贝塞耳函数，图 4-5 是 K_S 与 R/λ 的关系曲线。从图 4-5 容易看出，当 R/λ 远小于 1 时，的斜率很大，此时与瑞利散射相同；在共振区域 ($R/\lambda \approx 1$)， K_S 在量值 2 附近波动；当 R/λ 足够大时，可采用几何光学近似，散射截面与几何截面相等，即 $K_S = 1.0$ 。

折射率的变化也可引起散射，但并不一定存在着实际的有形粒子，折射率不同的水样的不均匀混合能够引起散射，海洋中这种效应在雨后是很常见的。正常的温度和盐度剃度使折射率产生的变化很小，因而引起光的散射或偏离的角度也很小。天然水的能见度降低一般是由大粒子造成的，因而衰减系数主要受 Mie 和几何光学范畴的粒子散射的影响。

4.1.3 散射光的角分布

一束光入射到散射物质如海水的小体积上时,其能量将分布在一个很宽的角度范围内，散射光的强度随散射角变化的函数关系在很多问题中十分重要。

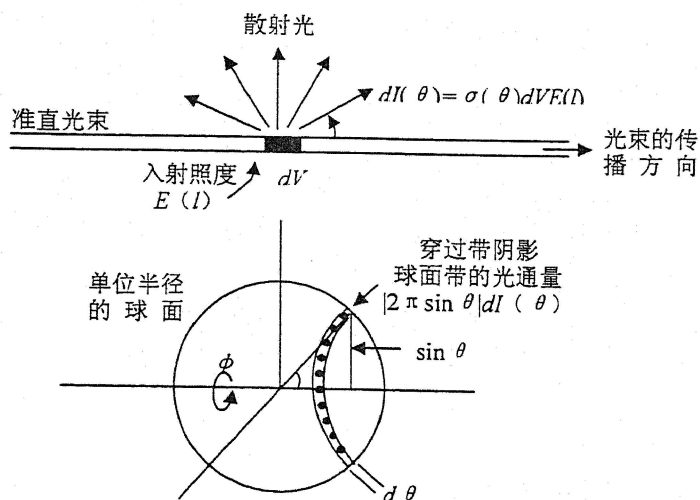


图 4-6 体积散射函数计算用图

考虑一个小的体积元 dV (如图 4-6 所示)，散射光的强度是极坐标角 θ 、 ϕ 的函数，其中 ϕ 是在垂直于光束的平面内量度，散射光的强度对于角 ϕ 是完全对称的，因而仅仅是角 θ 的函数。根据方程 (4-01、02)，在体积元 dV 内散射光的

总能量 dF_s 为

$$dF_s = SdVE(l) \quad (4-06)$$

其中 S 为体积散射系数, $E(l)$ 是入射光在散射体积元上的照度。体积元 dV 可看作光源, 其散射光产生发光强度 dI , 该发光强度对整个 4π 球面度的立体角积分应等于 dF_s , 因此

$$2\pi \int_0^\pi dI(\theta) \sin(\theta) d\theta = dF_s = SdVE(l) \quad (4-07)$$

其中考虑了 dI 仅仅是 θ 的函数这一事实。由此可得归一化方程

$$S = 2\pi \int_0^\pi \frac{dI(\theta)}{dVE(l)} \sin\theta d\theta = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin\theta d\theta \quad (4-08)$$

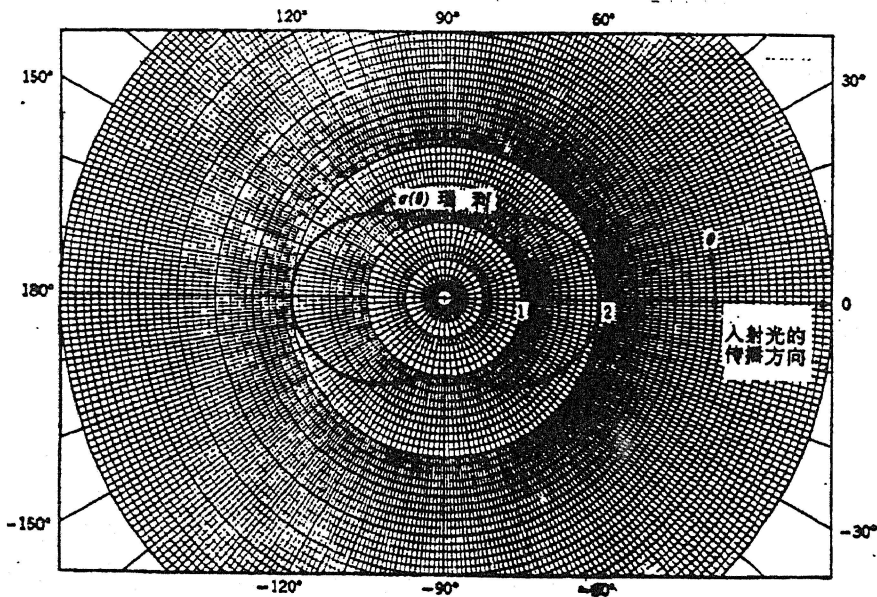


图 4-7 瑞利散射区域的体积散射函数的极坐标图
(相对大小与散射角的关系)

式中 $\sigma(\theta)$ 称为体积散射函数, 定义为

$$dI(\theta) = \sigma(\theta) dVE(l) \quad (4-09)$$

瑞利区域的体积散射函数比较简单, 由下式给出

$$\sigma(\theta) = C(1 + \cos^2 \theta) \quad (4-10)$$

$$\text{该式中 } C = \frac{3S_R}{16\pi}.$$

瑞利散射的体积散射函数与 Mie 范畴和几何光学范畴的大粒子散射的散射函数不同，最重要的一点是其强度对散射角的依赖关系不大。图 4-7 表示出前向散射和背向散射相同， 90° 散射减小一半，该均匀性表明散射光随角度 θ 的变化很小。对瑞利散射的观测表明，散射光的偏振特性与散射角 θ 有关。

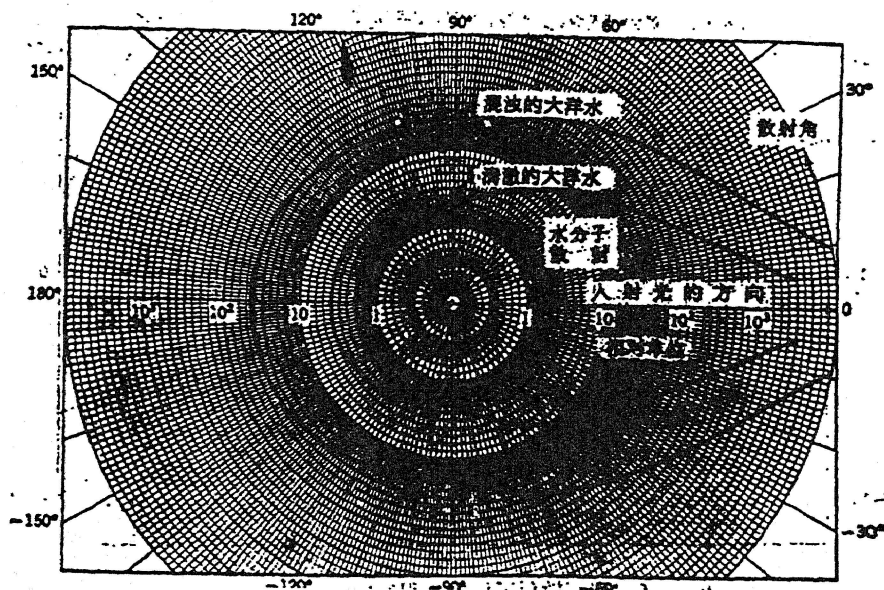
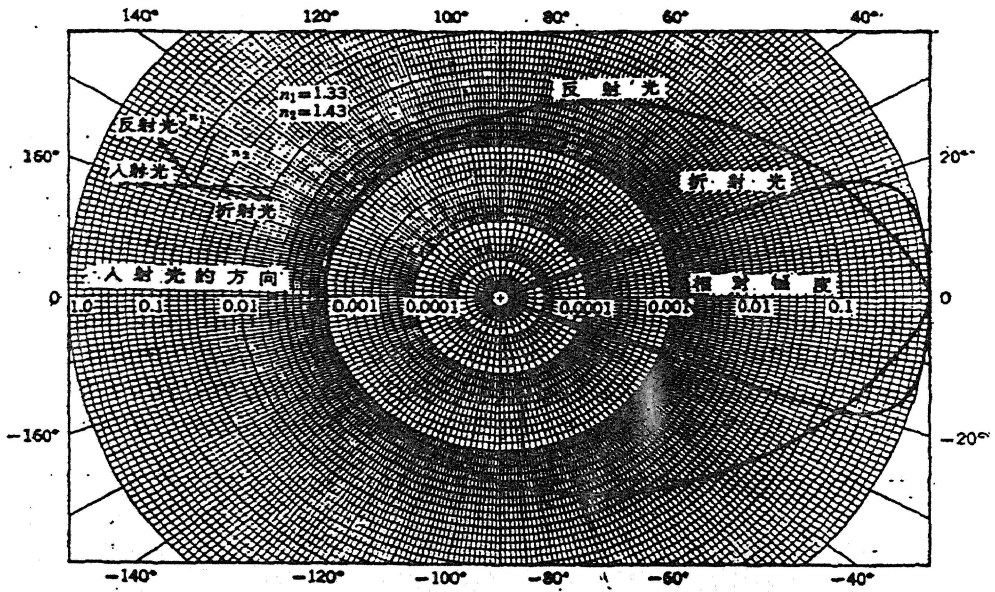


图 4-8 纯水和海洋水的体积散射函数的极坐标图

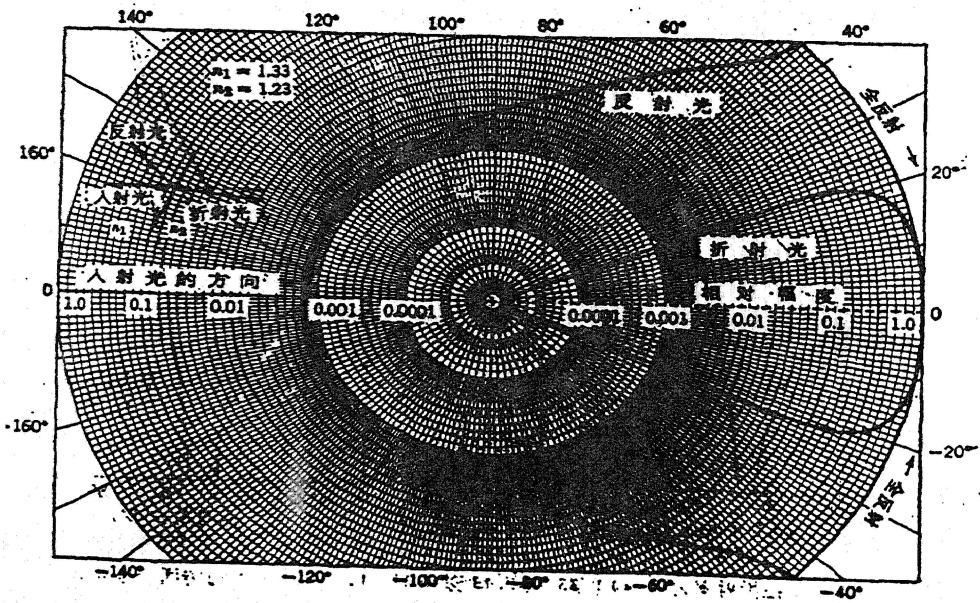
若粒子的线度在 Mie 范畴或几何光学范畴 ($R > \lambda$)，其体积散射函数密切依赖于散射角 θ ，图 4-8 比较了纯水和典型海水的体积散射函数。与纯水相比，海水的散射粒子使背向和侧向散射都增加了一些，但增加最多的是前向散射区域。对测向和背向 ($270^\circ > \theta > 90^\circ$)，海水与纯水散射函数之比仅约为 2；但在散射角为 10° 的方向上，比值增加到接近 400。通过对大量海水、湖水散射函数的测量和比较，Duntley 指出，对于多数自然水，尽管其透明度、盐度、地理区域等方面不同，但其 $\sigma(\theta)$ 在前向散射区域的图形却极为相似。靠近正前向 ($0 \sim 1^\circ$) 体积散射函数的测量很少，因而不能保证不同自然水的 $\sigma(\theta)$ 的形状在很小角度内的相似性。

一般认为自然水的散射大多是由折射率与水相近的透明粒子引起的，这些

散射粒子多数是海里浮游生物中的植物和动物。有机粒子内部流体的盐度、温度和压力与其周围的水几乎相同，因此可认为有机粒子与水的折射率几乎相同；



(a) $n_1=1.33, n_2=1.43$;



(b) $n_1=1.33, n_2=1.23$.

图 4-9 入射光的散射部分和折射部分与散射角函数关系的极坐标图

另一方面，无机散射体是由许多不同类型的无机物组成，其相对折射率比水稍大，可能在 1.15~1.20 之间的量级上。一些悬浮的粒子不完全透明，它们吸收

了一部分入射光，当然这些吸收粒子对水的吸收有贡献，且其产生的任何反射光、折射光或衍射光对散射也有贡献。绝大多数散射粒子的形状接近与球形，浮游生物的活机体粒子，由于其外膜两边的渗透压力差而倾向于呈球形；无机粒子常常呈球形则是由于其运动时不断受到摩擦和侵蚀作用造成的。

图 4-9 是以极坐标形式给出的入射光和反射光的资料，图中的角坐标是反射（或折射）光与入射光之间的夹角。对于这些折射率相差比较大（ $\Delta n=0.1$ ）的情况，前向散射占明显优势，折射率差进一步减小时，前向散射占的优势甚至更明显。图 4-10 表示折射率差为 0.01 时的散射情况。

以上分析是在光束入射到平面表面上的情况下进行的，也可以推广到包括球形粒子的情况，此时入射角与入射到粒子表面的位置有关。如果粒子足够大，

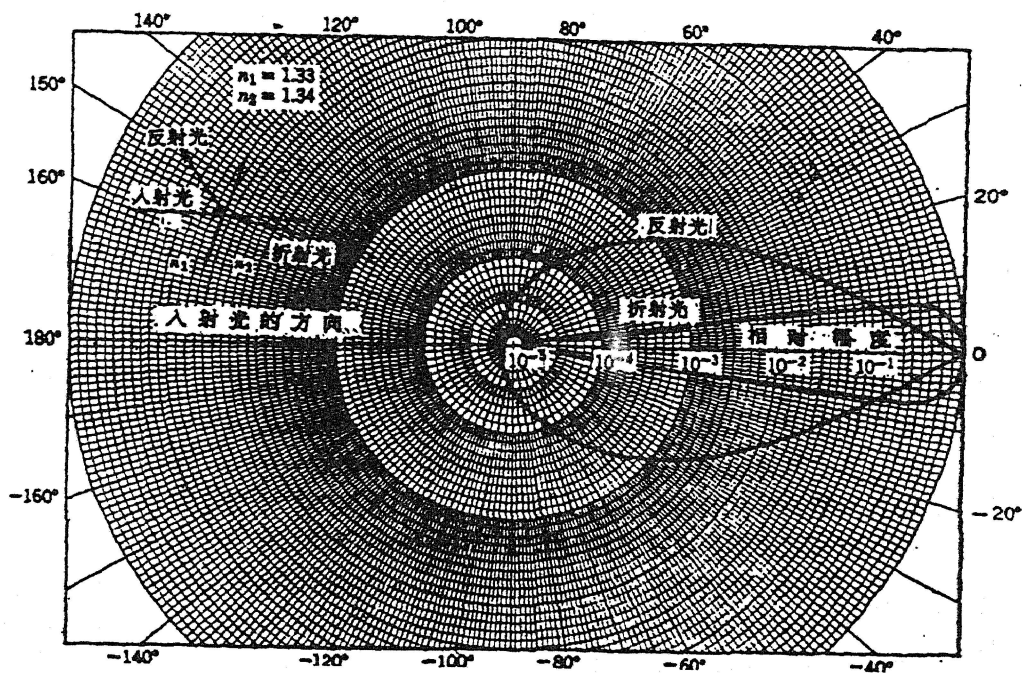


图 4-10 $n_1=1.33$, $n_2=1.23$ 时入射光能中反射部分与折射部分同散射角函数关系的极坐标图

在入射点附近，可以将其表面看作平面处理；在表面上，入射光的一部分被反射，其余的被折射入粒子内部；当折射光到达离子的另一边时，再一次被反射和折射。内反射光不断在球内传播，光束每到达粒子的表面一次，就有一部分能量变为折射光而失去。对于大多数入射角，反射系数都很小，因而内反射很

快就消失了。总之，体积散射系数的形状与球的大小无关（只要其大到可用几何光学来处理）；其次，散射的总衰减主要由单位体积内的散射粒子的总的几何截面以及折射率的差值决定。只要离子比波长大得多，横截面在不同大小粒子间的分布就无关紧要，只是总面积起主要作用。正因如此，不同水样的散射系数可能各式各样，但其 $\sigma(\theta)$ 的形状却有可能相同。

体积散射函数的形状与折射率的差值有关，随着折射率差值的减小， $\sigma(\theta)$ 的形状逐渐接近一渐近图形。在反向散射区域，向这一渐近图形（图 4-11）接近很快，而在前向散射区域则比较慢。极小角度范围的前向散射一般被认为是由于水的扰动和不均匀引起的，海水中各点的温度和盐度存在着小差别，这个差别使水的折射率发生变化（ $\Delta n \approx 10^{-6}$ ），这足以说明小角度散射。因此，对于角度极小的散射来讲，与真实粒子比较，水的温度和盐度梯度起着主要作用。文献指出，不同水样散射函数的图形差别多半是在反向散射范围（ $90^\circ \sim 180^\circ$ ），这可能归因于瑞利散射，因瑞利散射的反向散射与侧向散射之比大于大粒子散射。在很清的水中，对于短波长光线而言，瑞利散射占有最重要的作用，并有与图 4-11 相类似的效应。

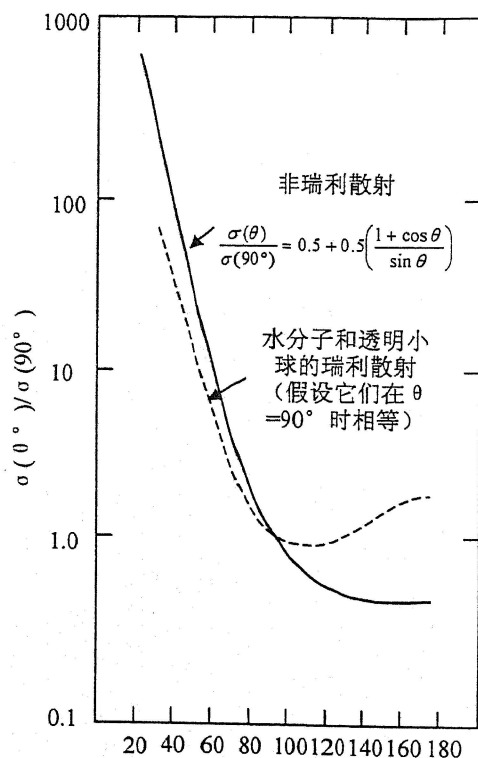


图 4-11 悬浮水中的透明小球的规一化散射系数与散射角的关系（假设 $n_2 - n_1 \approx 0$ ，且小球线度大于入射光波长。当 θ 很小时，图中方程不正确。）

4.1.4 多重散射对水中激光传输的影响

光在水中传播的过程中，在其最后被吸收之前会遇到许多散射粒子。光在介质中的传播路径可看成是由许多体积元组成的，入射到每一个体积元的光能量都按体积散射函数向各个方向散射。自然水的散射函数在各个散射方向上都