

有一个虽小但有限的数值, 因此从理论上讲, 水的每个体积元都接收到来自其它任意一个体积元的照明, 但由于所有自然水都有一个尖锐的前向散射区域, 因此照明的最主要部分仍是从光源方向射来的。尽管散射光是发散的, 但在靠近光束中心处仍然最强, 这表明多次散射仍然保留着 $\sigma(\theta)$ 有较强的前向散射的特性。

对多次散射问题的分析是非常复杂的, 理论上讲可以通过对整个水体进行多次积分即可求得所有散射的总效应, 但由于 $\sigma(\theta)$ 本身是复杂函数, 不可能以严格的分析方式求出这个积分, 而必须用数值算法, 或者使用定性、实验方法。

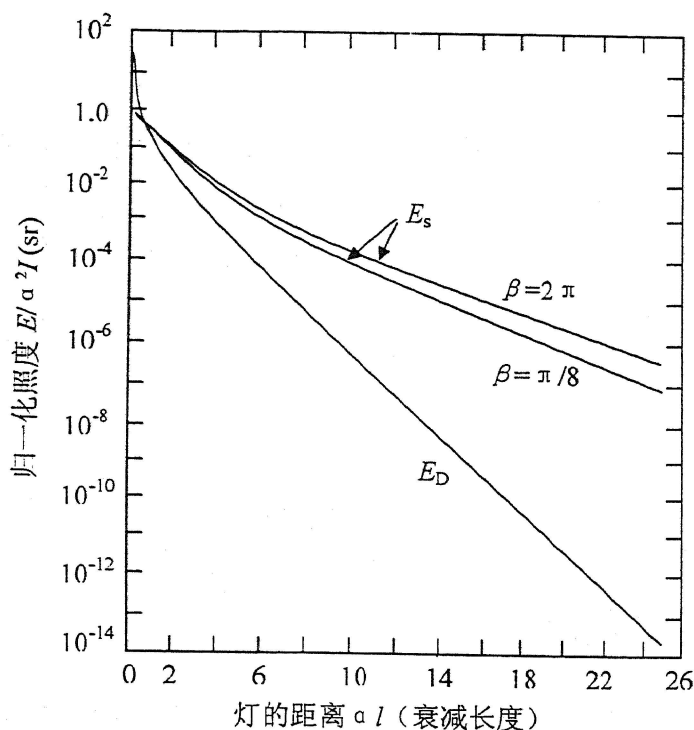


图 4-12 非单色的点光源在 $a/k=2.7$ 时水中的直射照度和散射照度

点光源发出的光在水中传输时受很多因素的影响, 其中最为重要的是体积吸收系数、体积散射系数、光谱分布以及光源光束宽度等。距离光源 l 处的垂直入射的单色光照度可以看成是由直射部分和散射部分组成:

$$E(l) = E_D(l) + E_s(l) \quad (4-11)$$

表达式中 $E(I)$ 、 $E_D(I)$ 、 $E_s(I)$ 分别表示距离光源为 l 处的照度, 照度 $E(I)$ 的直射部分和散射部分。直射部分可由下式给出

$$E(I) = \frac{I}{l^2} e^{-\alpha l} \quad (4-12)$$

该式中 I 、 α 分别为在所考虑方向上的光源强度和体积衰减系数。照度的散射部分可用 Duntley 导出的一个半经验公式来估算:

$$E_s(I) = \left(2.5 - 1.5 \lg \frac{2\pi}{\beta} \right) \cdot \left[1 + 7 \left(\frac{2\pi}{\beta} \right)^{1/2} e^{-kl} \right] \cdot \frac{I k e^{-kl}}{4\pi l} \quad (4-13)$$

其中 β 、 k 分别为光源光束的发散角、散射光的衰减系数, 并假设照度的散射部分是沿着光束轴向测量的。

一种较为典型的情况是比值 $\alpha/k=2.7$, 该情况下直射与散射部分的照度示于图 4-12, 图中给出的是普通灯光的测试结果。从图中不难看出, 与灯的距离小于 1.8 倍的衰减长度时非散射光占优势, 距离比较大时, 散射光部分比直射光部分大, 如在 10 倍衰减长度的地方散射光的照度比直射光照度几乎大 500 倍, 距离光源达 20 倍的衰减长度时, 一百万个光子中只有一个光子是没有遭到散射而直接到达接收器的。

4.2 海水的光学特性

海水是舰艇活动的唯一天地, 海水的光谱特性与舰艇本身以及所使用的探测设备有着密切的关系。从而使得对海水光谱特性的研究受到普遍重视。

4.2.1 海水的表面反射率

海水表面的反射率 R_{oc} 通常由三个分量组成, 即泡沫或气泡反射率 R_b 、“镜面”反射率 R_m 、水下光反射率 R_u , 其关系可用下式表示

$$R_{oc} = R_b + (1-W)R_m + (1-R_b)R_u \quad (4-14)$$

方程右边第一项 R_b 为泡沫点、泡沫带的总反射率, 是白浪的面积比与白浪反射率的乘积。第二项中 R_m 为无泡沫的平滑水面反射率, 可由 Fresnel 公式计算, 与入射角、反射角以及水的折射系数有关; W 为白浪的面积比, 该项以 $(1-W)$

来加权, 因只有这区域才有镜面反射。第三项中 R_u 表示水下光反射率, 由因数 $(1-R_b)$ 来加权, 该因数的确立是基于假定白浪对上边和下边入射的光线的反射率都是一样的。 R_u 值有明显的光谱特性关系, 切与水的成分有关, 在波长大于 700nm 的情况下, 由于海水的吸收而可以忽略不计。但是, 在含有沉淀物的湍流水中, 即使在波长大至 1000nm, 亦有可能出现水下光。

4.2.2 白浪的反射率

在可见光区, 实验室条件下测量的清洁水密集泡沫的光谱反射率约为 50%, 该值一直到 800nm 波长区仍保持不变, 再往长波区, 由于水的吸收影响, 反射率逐渐下降。到 1500nm~2000nm 区域, 反射率变得很小。白浪覆盖的面积比 W 不仅与风速有关, 而且与水的流动、波浪平均起伏时间、水的温度以及低层大气的热稳定性有关, 通常白浪面积仅作为风速的函数来考虑。其最佳计算公式采用 Monahan 和 O'Muircheartaigh 的表达式:

$$W = 2.95 \cdot 10^{-6} \cdot U^{3.52} \quad (4-15)$$

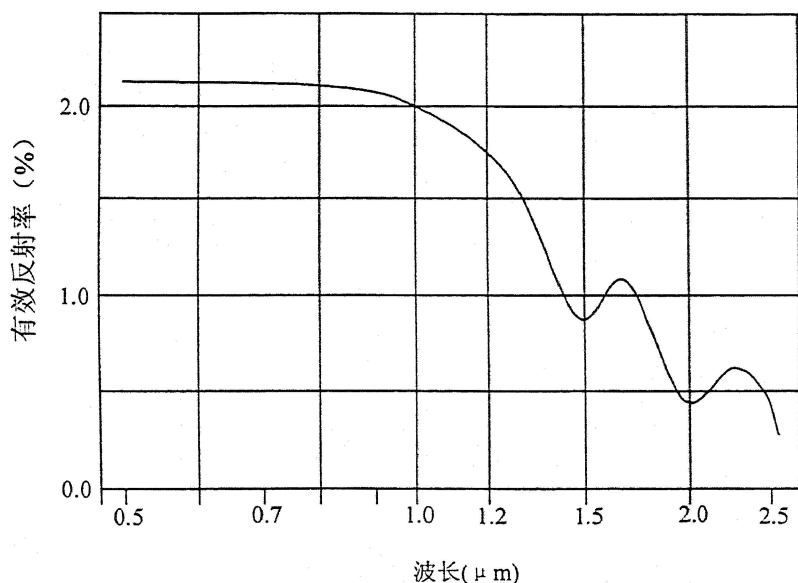


图 4-13 海水泡沫有效反射率与波长的关系

该公式使用水温条件在 14℃ 以上。显然, 总的泡沫反射率等于全部单个白浪的总和, 即白浪面积比与其对应的反射率 R_b 的乘积:

$$R_{b, tot} = WR_b \quad (4-16)$$

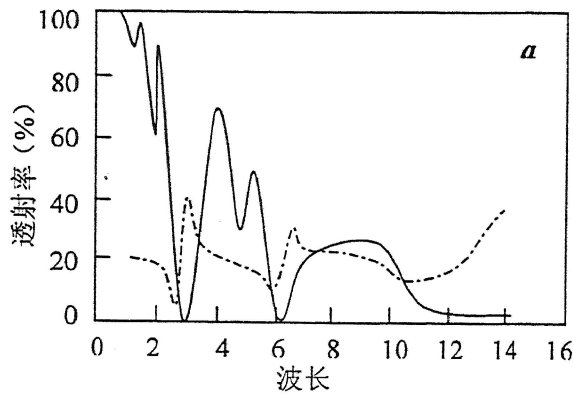


图 4-14a 0.003nm 厚的海水透射率（实线）以及自由海水的表面反射率（虚线）与波长的关系

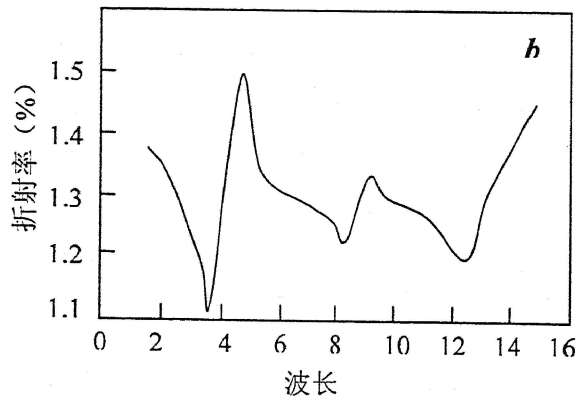


图 4-14b 按图 4-14a 的反射率得到的海水折射率与波长的关系

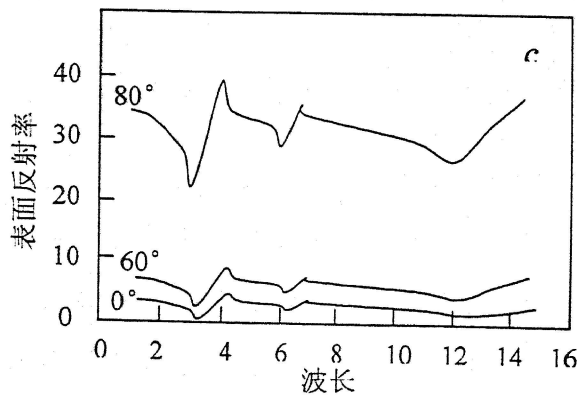


图 4-14c 按图 4-14b 数据求得的入射角为 0° 、 60° 和 90° 时反射率与波长的关系

该式中的 W 已考虑了不同白浪的起伏时间，由该式得出的数值太大，通常用较

低的有效反射率 R_{eb} 代替 R_b 来计算海水泡沫的总的反射率, 即

$$R_{b, tot} = WR_{eb} \quad (4-17)$$

实验中测量的与波长无关的有效率 f_{eb} 与海水的光谱反射率 $R_b(\lambda)$ 、白浪面积比 W 三个量的乘积给出海水泡沫的总反射率与波长的关系:

$$R_{b, tot} = Wf_{eb}R_b(\lambda) \quad (4-18)$$

图 4-13 给出了海水泡沫的有效反射率与波长的关系。

4.2.3 海水的红外光学特性

晚上, 海水表面的辐射率是海水的热辐射与所反射的天空辐射之和, 确定海洋背景的光学特性有三个因素: 海水的红外光学特性、海面的几何形状和波浪分布、海面的温度分布。对于大于 $3\mu\text{m}$ 波长的红外辐射, 海水基本上是不透过的。图 4-14 给出了 $2\sim 15\mu\text{m}$ 波长区海水的红外透射率、反射率以及折射率。

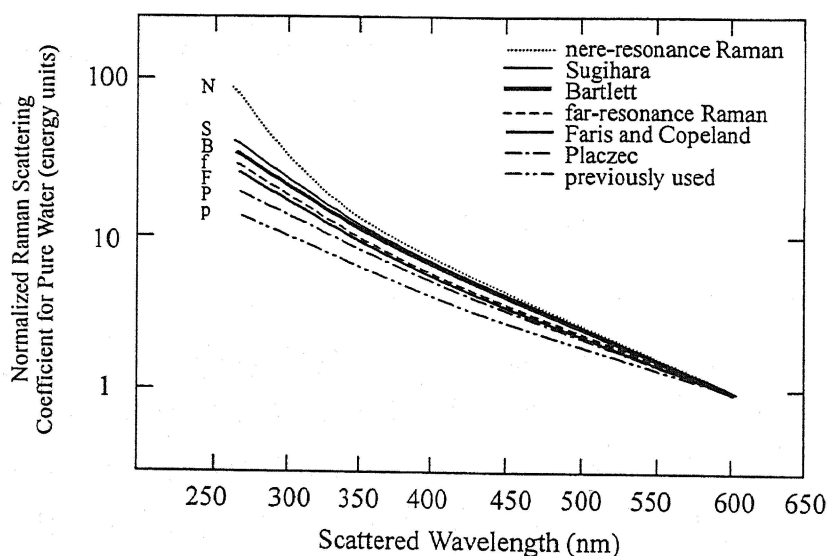
4.3 纯净水和海水的喇曼散射

研究表明, 在可见光波长区域喇曼散射对海洋表面的反射起着重要作用, 在 $500\sim 700\text{nm}$ 波长区间其影响可达到 30%。喇曼散射是一种非弹性散射, 当散射介质为水时, 其强度为弹性散射的十分之一, 喇曼散射过程可如下描述: 一定能量的光子入射到一散射分子, 该散射分子即刻散射出一与入射能量不同的光子。入射光子与散射光子的能量差有可能为正值也有可能为负值, 其正负依赖于分子的二相邻能级。对于给定的能级, 能量差可以用频率或波长差来表示。在先前的研究中, 近似地用纯净水的喇曼散射系数 $b_{rw}(\lambda)$ 来代替海水的喇曼散射系数 $b_{rs}(\lambda)$, 文献指出该二系数的差异为 10%, 但 $b_{rw}(\lambda)$ 本身的量值存在争议: 不同实验结果对 488nm 垂直入射到纯净水时喇曼散射截面的估计存在因子 5 的差异, 而喇曼散射截面正比于 $b_{rw}(\lambda)$, 而且 $b_{rw}(\lambda)$ 的光谱特性知之甚少, 对入射和散射波长的两种函数依赖关系 λ^{-4} 、 λ^{-5} 都有运用。Bartlett 等对纯净水和海水的喇曼散射系数的量值以及其光谱依赖特性给出了新的结果。

Bartlett 等分别用两套设备对纯净水和海水的喇曼散射进行了测量, 所测量

得到的结果在误差允许范围是一致的。他们所用设备之采录数据为光子数，以光子为单位时喇曼散射系数对波长的依赖关系为 $\lambda^{(-5.3 \pm 0.3)}$ 和 $\lambda^{(-4.6 \pm 0.3)}$ ，当过渡到以能量为单位时依赖关系有所变化，为 $\lambda^{(-5.5 \pm 0.4)}$ 和 $\lambda^{(-4.8 \pm 0.3)}$ ， λ' 、 λ 分别表示入射和散射光的波长。从光子为单位的公式到以能量为单位的公式变化中，表达式中要乘以因子 λ'/λ ，在其实验研究的波长范围内二者的关系可近似地表示为 $\lambda = 0.53(\lambda')^{1.13}$ ，因此比值 λ'/λ 近似等于 $1.75(\lambda)^{-0.12}$ 或 $1.89(\lambda')^{-0.13}$ 。关系式 $\lambda^{(-4.8 \pm 0.3)}$ 与先前测量的结果 λ^{-5} 在误差范围是一致的。Bartlett 还将这些关系与先前的其它实验测量和理论结果进行了对比，包括 Sugihara 等的测量、Faris 和 Copeland 的测量、理论结果 λ^{-4} 和 $(\lambda')^{-4}$ 等关系、以及一些适用于共振喇曼散射的关系（这些关系既是入射波长也是散射波长的关系），结果如图 4-15 所示。

当入射光的波长接近散射介质的吸收带时，会出现共振喇曼散射，远离吸



Comparison of the wavelength dependence of Raman scattering by pure water normalized to energy units as a function of the scattered wavelength from various sources, the curves shown were normalized at an incident wavelength of 488nm(or a scattered wavelength of 584nm.)

图 4-15 纯净水 Raman 散射对于波长的依赖关系对比

收带的波长引起的喇曼散射对波长的依赖关系大致为 λ^{-4} ，在吸收带附近，喇曼散射近似地有下式的依赖关系

$$b_{rw}(\lambda) \propto \frac{\nu^4}{[(\nu'')^2 - (\nu')^2]^2} \quad (4-19)$$

该式中 ν 、 ν' 、 ν'' 分别表示散射光、入射光的频率以及入射光子达到的中间能级对应的频率，在 Bartlett 等对水的测量中相应的中间能级出现在 130nm 波长处。当波长更接近吸收带时，喇曼散射对波长的依赖关系近似地表示为

$$b_{rw}(\lambda) \propto \nu^4 \frac{[(\nu'')^2 + (\nu')^2]^2}{[(\nu'')^2 - (\nu')^2]^2} \quad (4-20)$$

这里的关系式是对入射波长为 488nm（对应的被散射光波长为 584nm）得到的，该结果与 Sugihara 等、Faris 和 Copeland 的实验结果非常接近，也与理论结果 (4-19) 在 130nm 吸收波长处的应用相当一致，然而，与关系 λ^{-4} 、(4-20) 以及 $(\lambda')^{-4}$ 等理论结果在近 300nm 处存在因子 4 的差别（归整化到 488nm）。这表明在 Bartlett 等的研究中，对于使用的波长水的喇曼散射是共振喇曼散射，所以对波长的依赖关系应由 (4-19) 给出。

此外，还可利用 Kattawar 和 Xu 给出的散射截面表达式计算 488nm 处直角散射的喇曼散射系数 $b_{rw}(488)$ ，即

$$b_{rw} = \frac{800N\pi}{3} \left[\frac{d\sigma_w(\lambda)}{d\Omega} \right]_{90^\circ} \cdot \left(\frac{1+2\rho_w}{1+\rho_w} \right) \quad (4-21)$$

式中 N 表示每立方厘米体积内的分子数， σ_w 、 ρ_w 分别表示水的散射截面和密度， Ω 表示立体角。所得结果为 $(2.7 \pm 0.2) \times 10^{-4} \text{m}^{-1}$ ，这一结果与 Marshall 和 Smith 的结果 $2.6 \times 10^{-4} \text{m}^{-1}$ 之间并没有明显的差别。

对于海水的情况，利用式(4-21)计算的结果是 $b_{rs}(488)$ 与 $b_{rw}(488)$ 的差别仅为 2%，Hu 和 Voss 等对海水喇曼散射的研究指出， $b_{rs}(492) = 2.6 \times 10^{-4} \text{m}^{-1}$ ，显然，用 $b_{rw}(\lambda)$ 来代替 $b_{rs}(\lambda)$ 是一个很好的近似。

第五章 气泡在水对光散射中的影响

5.1 水中单个气泡的临界角散射

关于水中气泡对准直光束散射强度的角分布, Davis 在几何光学基础上并利用光在平面界面上的费涅耳反射系数进行了计算, 该计算结果仅在气泡半径 a 远大于气泡外介质中的光的波长 λ 时近似成立。Davis 计算的一个突出特点是当散射角 ϕ 大于临界角 ϕ_c 时散射强度有一锐减, 其中

$$\phi_c = \pi - 2\theta_c \quad (5-01)$$

$$\sin \theta_c = n^{-1} \quad (5-02)$$

公式中 $n=n_o/n_i > 1$, n_o 、 n_i 分别是气泡外部和内部介质的折射系数。

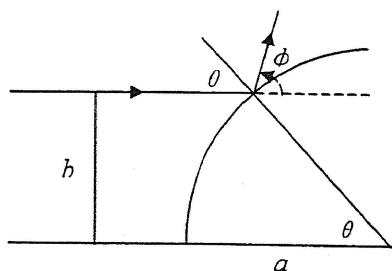


图 5-1 光线在气泡表面的反射图

图 5-1 说明了这一锐减的物理区域。考虑当光束宽度 b 增加时, 气泡表面的入射角及相应的散射角如何变化, 当 b 超过一临界值 b_c 时, 存在关系 $\theta < \theta_c$, 根据几何光学近似, 满足 $b > b_c = a \cos(\theta_c/2)$ 的光线将会被全反射, 而 $b < b_c$ 的光线将会被部分反射, 这一部分反射就会导致 $\phi > \phi_c$ 时散射强度的锐减。Davis 关于 $b < b_c$ 情况下散射强度的计算还包含了多次反射及传递过程, 那些射入气泡内并被部分反射的光线对整个散射角范围的散射强度都有贡献, 然而它们影响 $\phi \geq \phi_c$ 时散射强度的锐减特性。多次反射和折射光线对散射强度的贡献在 Marston 等的计算中没有考虑, 他考虑的仅仅是 $|\phi - \phi_c|$ 较小情况下的衍射和散射效应。

Davis 的计算预言散射强度 $I_s(\phi)$ 对散射角的变化率 $I_s(\phi)/d\phi$ 在 ϕ_c 处是不连续的, 而衍射效应不允许 $I_s(\phi)/d\phi$ 的不连续性。Marston 等提出了一种简单的方法来估算 $|\phi - \phi_c|$ 较小时对应区域的衍射效应: 首先, 计算 $b > b_c$ 光线的虚波

前的近似形状, 而忽略而 $b < b_c$ 的光线; 其次用 $b > b_c$ 时么模费涅耳反射系数的相移引起的相位矫正对虚波前进行归整; 归整的波前描述了距离气泡远距离处的波源形式, 而与该波源对应的波的 Fraunhofer 衍射给出所求的散射幅度和强度量值。

水中气泡对白光的散射问题, Glaser 等进行了测量, 其测量结果证实了几何光学预言的 $\phi > \phi_c$ 时散射强度的锐减特性, 但其中白光的使用以及测量时角分辨率的限制使得其结果无法与衍射理论进行比较。而 Marston 等使用激光的测量结果显示临界角散射情况下散射强度的极大与极小值相对位置与简单的衍射理论符合得相当好。

5.1.1 虚波前曲线方程

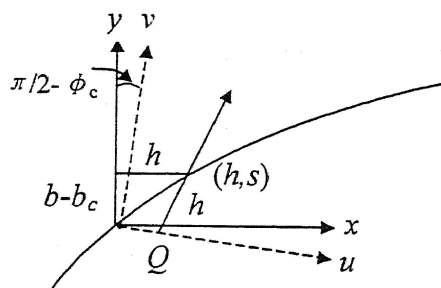


图 5-2 描述虚波前的坐标系

图 5-2 是描述虚波前所用的笛卡儿坐标系, 其原点选在 $b = b_c$ 时光线与气泡的接触点, x 轴平行于入射光线, 虚波前上点 Q 的坐标 (x, y) 可通过将几何方法确定的散射光线从气泡的接触点反向延长 h 而得到。在该坐标系下, 散射平面内的气泡表面上一点的坐标 (h, s) 与各坐标之间的关系为 $h = (a^2 - b_c^2)^{1/2} - (a^2 - b^2)^{1/2}$, $s = b - b_c$, 用 m 表示散射光线的斜率, 则虚波前可由如下参量方程给出:

$$x = h \left[1 - (1 + m^2)^{-1/2} \right] \quad (5-03)$$

$$y = s - mh(1 + m^2)^{-1/2} \quad (5-04)$$

$$m = \tan \phi = \tan \left(2 \cos^{-1} \frac{b}{a} \right) \quad (5-05)$$

利用与上述坐标有相同原点、顺时针转过 $\frac{\pi}{2} - \phi_c$ 角的坐标 (u, v) 来描述虚波前可以用来计算衍射效应的影响, 其中 v 轴平行于几何光学预言的散射光线方向。在该坐标系中, 根据方程式 (5-01) 以及旋转变换可得到下式描述虚波前在 (u, v) 坐标系中的参量方程:

$$u = x \sin 2\theta_c + y \cos 2\theta_c \quad (5-06)$$

$$v = -x \cos 2\theta_c + y \sin 2\theta_c \quad (5-07)$$

为了得到 $\theta = \theta_c$ 时 $v(u)$ 在 $u=0$ 附近的泰勒展开式, 需对微分 $\frac{dv}{du} = \frac{p}{q}$, $\frac{d^2v}{dq^2} = \frac{dp}{q^2 d\theta} + \frac{pd(\frac{1}{q})}{qd\theta}$ 进行计算, 其中 $p(\theta) = \frac{dv}{d\theta}$, $q(\theta) = \frac{du}{d\theta}$, p 和 q 的计算要用到关系 $b = a \sin \theta$ 。泰勒级数中与 u 呈线性关系的项目因坐标旋转而等于零, 这是因为 $p(\theta_c) = 0$ 和 $q(\theta_c) = a \cos \theta_c$, 再忽略三次和更高次项得到下式

$$v = \alpha u^2 \quad (5-08)$$

$$\alpha = -\frac{1}{a \cos \theta_c} \quad (5-09)$$

对于水中的气泡而言, 如果假设 $0 \leq u \leq 0.07a$, 数值计算表明方程 (5-08) 仅能给出方程 (5-01~07) 预言的 10%, α 的存在说明反射波是发散的。

5.1.2 虚波前的幅度

物理光学近似方法包括以下内容: (1) 入射波的偏振化状态; (2) 平面反射的反射系数在曲面情况下的近似。在下面的讨论中, 假设入射波电矢量的偏振化方向垂直或平行于散射平面, 分别用下标 j 等于 1 或 2 来表示, 这样便可将反射的电场矢量进行线性叠加。对于较远的观察者而言, 反射波就象是从一虚波源发出的, u 轴上任一点的复振幅可用下式表示:

$$U(u, t) = r_j e^{-i(k\alpha u^2 + \omega t)} \quad (5-10)$$

其中 $i = \sqrt{-1}$, ω 是圆频率, t 是时间, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 是外部介质中的波长, r_j 是入射角为 θ 时平面反射的反射系数: