

В.А. Бабенко

**ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЫДЕЛЕННОЙ ОБЛАСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ**

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск*

Поступила в редакцию 31.03.98 г.

Принята к печати 29.10.98 г.

На основании двух различных подходов (поверхностного интеграла Пойнтинга и объемного интеграла) в рамках теории Ми для однородной сферы получены полуаналитические выражения мощности поглощения в выделенной внутренней области частицы, что позволяет оценить тепловыделение в «горячих» точках. Проведено упрощение выражений с учетом вклада только одной резонирующей моды. Разработаны эффективные с вычислительной точки зрения алгоритмы и программы. Проведены иллюстративные расчеты для частиц воды на лазерных длинах волн и для ряда модельных частиц при наличии морфологического резонанса поглощения.

**1. Введение**

Во многих задачах нелинейной оптики дисперсных сред, например при исследовании взаимодействия мощного электромагнитного излучения с отдельными частицами аэрозоля (особенно при наличии так называемых морфологических резонансов [1]), а также для оценки эффективности преобразования энергии накачки в микролазерах (см., например, [2]) весьма полезен расчет мощности поглощения в выделенной области  $V$  сферической частицы. В наиболее общей постановке эта задача не имеет аналитического решения и на практике сводится к численному объемному интегрированию интенсивности внутреннего поля. При малых значениях показателя поглощения это затруднительно ввиду резко осцилляционной структуры поля. Однако задачу можно упростить, если учесть, что интересные для практики «горячие точки», как правило, располагаются на большой оси сферы, совпадающей с направлением распространения падающей волны [3]. В этом случае в качестве  $V$  можно взять тело вращения, ось которого совпадает с указанным направлением.

Уточним геометрию задачи. На сферическую однородную частицу радиуса  $R$  с комплексным показателем преломления  $m = N + ik$  (центр частицы совпадает с началом декартовой  $x, y, z$  и сферической  $r, \theta, \phi$  систем координат) падает в положительном направлении оси  $z$  плоская монохроматическая ( $\exp(-i\omega t)$ ), линейно поляризованная (колебания вектора  $\mathbf{E}$  вдоль оси  $x$ ) электромагнитная волна с амплитудой  $E_0$ . Объем  $V$  ограничен конусообразной поверхностью  $S_3(\theta = \Theta)$  и двумя сферическими поверхностями  $S_1(r = r_1)$  и  $S_2(r = r_2)$ . При  $\Theta = \pi/2, \pi$  это сводится к ранее рассматривавшимся случаям полусферы [4] и концентрического слоя [5, 6].

**2. Поверхностный интеграл**

По теореме Пойнтинга мощность поглощения внутри объема, окруженного замкнутой поверхностью  $S = S_1 + S_2 + S_3$ , равна

$$W_{abs} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot \mathbf{n} dS, \tag{1}$$

где  $\mathbf{n}$  – внешняя нормаль к поверхности  $S$ ; \* – комплексное сопряжение;  $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$  – электрическое и магнитное внутренние поля сферы, компоненты которых имеют вид [7]:

$$\begin{pmatrix} E_r \\ (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} H_r \end{pmatrix} = \frac{E_0 \sin\theta}{(m\rho a)^2} \begin{pmatrix} \cos\phi \\ m \sin\phi \end{pmatrix} \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \begin{pmatrix} Z_n \\ X_n \end{pmatrix} \pi_n; \tag{2}$$

$$\begin{pmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{pmatrix} = \frac{E_0}{m\rho a} \begin{pmatrix} \cos\phi \\ -\sin\phi \end{pmatrix} \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \left[ X_n \begin{pmatrix} \pi_n \\ \tau_n \end{pmatrix} - iV_n \begin{pmatrix} \tau_n \\ \pi_n \end{pmatrix} \right]; \tag{3}$$

$$\begin{pmatrix} H_\theta \\ H_\phi \end{pmatrix} = \frac{E_0}{\rho a} \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} \sin\phi \\ \cos\phi \end{pmatrix} \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \left[ Z_n \begin{pmatrix} \pi_n \\ \tau_n \end{pmatrix} - iY_n \begin{pmatrix} \tau_n \\ \pi_n \end{pmatrix} \right]. \tag{4}$$

Здесь  $\gamma_n = i^n/n(n+1)$ ;  $\epsilon_0, \mu_0$  – электрическая и магнитная постоянные;  $\rho = k_0 R$  – параметр дифракции;  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновое число для окружающего пространства;  $a = r/R$  – относительная радиальная координата;  $\pi_n, \tau_n$  – угловые функции [7] от аргумента  $\mu = \cos\theta$ ;

$$X_n(a) = c_n \psi_n(m\rho a) = \frac{im(2n+1) R_n(m\rho a)}{\xi_n(\rho) [G_n(\rho) - mD_n(m\rho)]}$$

$$Y_n(a) = X_n(a) D_n(m\rho a),$$

$$Z_n(a) = d_n \psi_n(m\rho a) = \frac{im(2n+1) R_n(m\rho a)}{\xi_n(\rho) [mG_n(\rho) - D_n(m\rho)]}$$

$$V_n(a) = Z_n(a) D_n(m\rho a);$$

$D_n(z), G_n(z)$  – логарифмические производные функции Риккати–Бесселя  $\psi_n(z)$  и Риккати–Ханкеля  $\xi_n(z)$  [7];  $c_n, d_n$  – амплитудные коэффициенты внутреннего поля сферы (в отличие от [7] в них включен множитель  $(2n+1)$ );  $R_n(m\rho a) = \psi_n(m\rho a)/\psi_n(m\rho)$ .

Перейдем к выводу выражений для  $W$ . Интеграл (1) для потоков через  $S_{1,2}$  равен:

$$W_{1,2} = \frac{a_{1,2}}{2} \operatorname{Re} \int_0^\Theta \int_0^{2\pi} \left( E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^* \right)_{a=a_{1,2}} \sin\theta d\theta d\phi,$$

где  $a_{1,2} = r_{1,2}/R$ . Подставляя сюда разложения (3)–(4), интегрируя по углу  $\phi$ , комбинируя члены и меняя местами интегрирование и суммирование, приходим к выражению:

$$W_1 = \pm A \operatorname{Re} \frac{1}{m} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \gamma_n \gamma_l^* \left[ \alpha_n(a_1) f_n(v) - i \beta_n(a_1) h_n(v) \right],$$

где

$$v = \cos \Theta; \quad A = \pi E_0^2 (\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2} / 2k_0^2;$$

$$\alpha_n(a) = X_n(a) Z_l^*(a) + V_n(a) Y_l^*(a),$$

$$\beta_n(a) = V_n(a) Z_l^*(a) - X_n(a) Y_l^*(a);$$

$$h_n(v) \equiv \int_v^1 H_n(\mu) d\mu = \int_v^1 (\pi_n \tau_l + \tau_n \tau_l) d\mu,$$

$$f_n(v) = \int_v^1 (\pi_n \tau_l + \tau_n \tau_l) d\mu = (1-v^2) \pi_n(v) \tau_l(v).$$

При  $n \neq l$  можно получить [8]:

$$h_n(v) = \frac{(1-v^2)}{(n-l)(n+l+1)} \times$$

$$\times [n(n+1) \pi_n(v) \tau_l(v) - l(l+1) \tau_n(v) \pi_l(v)],$$

а для случая  $n = l$  использовать подход, похожий на разработанный в [9]. Если ввести вспомогательный неопределенный интеграл  $T_n(\mu)/(2n+1) = \int (1-\mu^2) \pi_n^2 d\mu$ , то несложно видеть, что  $H_{nn}(\mu) = n(n+1) T_n(\mu)/(2n+1) - (1-\mu^2) \pi_n(\mu) \tau_n(\mu)$ . Для функции  $T_n$  выполняется рекуррентное соотношение по индексу  $n$ :

$$(n-1) T_n(\mu) = (n+1) T_{n-1}(\mu) + (1-\mu^2) \{ \mu [(n+1) \pi_{n-1}^2 + (n-1) \tau_{n-1}^2] - 2n \pi_{n-1} \tau_{n-1} \}$$

с начальным значением  $T_1(\mu) = \mu(3-\mu^2)$ . Следовательно, используя значения  $T_1(1)$ ,  $T_1(v)$ , можно по рекурсии найти  $T_n(1)$  и  $T_n(v)$ , затем величины  $H_n(1)$  и  $H_n(v)$  и окончательно  $h_{nn}(v) = H_n(1) - H_n(v)$ .

Таким образом, расчет интегралов  $W_{1,2}$  свелся к вычислению двойных рядов по комбинациям цилиндрических и лежандровых функций. Для конусообразной границы  $S_3$  интеграл Пойнтинга имеет вид

$$W_3 = \frac{R^2}{2} (1-v^2)^{1/2} \operatorname{Re} \int_{a_1}^{a_2} \int_0^{2\pi} (E_r H_\phi^* - E_\phi H_r^*)_{\theta=\Theta} a da d\phi.$$

Подставляя сюда компоненты полей (2)–(4) при  $\theta = \Theta$  и интегрируя по углу  $\phi$ , получаем

$$W_3 = \frac{A}{\rho} (1-v^2) \operatorname{Re} \int_{a_1}^{a_2} \left[ \frac{1}{m^2} S_1(a) S_2^*(a) + \frac{1}{|m|^2} S_3^*(a) S_1(a) \right] \frac{da}{a^2}, (5)$$

где

$$\begin{pmatrix} S_1(a) \\ S_3(a) \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty} i^{n-1} \pi_n(v) \begin{pmatrix} Z_n(a) \\ X_n(a) \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} S_2(a) \\ S_4(a) \end{pmatrix} = \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \left[ \tau_n(v) \begin{pmatrix} Z_n(a) \\ X_n(a) \end{pmatrix} - i \pi_n(v) \begin{pmatrix} Y_n(a) \\ V_n(a) \end{pmatrix} \right].$$

Здесь в отличие от интегралов  $W_{1,2}$  нет смысла менять местами суммирование и интегрирование, поскольку получающиеся в результате интегралы по квадратичным комбинациям цилиндрических функций не имеют замкнутого аналитического представления и рекурсивных соотношений по индексам  $n, l$ .

Остановимся на вычислительных аспектах задачи. Достаточное для сходимости число членов в суммах по  $n, l$  определялось по формуле

$$L = \min[f L_H(\rho), f L_H(|m|\rho a)],$$

где  $L_H(x) = x + 4,05x^{1/3} + 2$  – оценка числа членов ряда Ми в соответствии с [10], а  $f$  – эмпирический коэффициент, больший единицы (наш опыт расчетов внутреннего поля показывает, что  $f \approx 1,2$ ). Функции  $\xi_n, G_n, R_n$  рассчитываются по восходящей рекурсии [11], а функции  $D_n$  – по нисходящей, причем начальные значения  $D_L$  рассчитываются методом цепных дробей [12]. Интегрирование выражения (5) осуществлялось по квадратурным формулам Гаусса. Численные эксперименты показали, что при  $\kappa < 10^{-5}$  требуется применение двойной значности, а при  $\kappa \approx 10^{-8}$  вычислительная схема становится неустойчивой в некоторых диапазонах изменения  $\rho$ . Это не удивительно, поскольку в рамках этого подхода поглощение фактически рассчитывается как разность потоков излучения, приходящего в данный объем и уходящего из него. При очень малых  $\kappa$  эта разность становится очень малой по сравнению с указанными потоками, что приводит к неустойчивости расчетов.

### 3. Объемный интеграл

В этой ситуации полезным оказался другой подход, основанный на использовании объемного интеграла. Как известно, мощность поглощения в объеме  $V$  равна

$$W_{abs} = \frac{2\pi N \kappa}{\lambda} \left( \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) d^3 r. (6)$$

Подставляя сюда разложения (2)–(3), интегрируя по углу  $\phi$  и вынося двойную сумму за интеграл по  $\mu$ , после некоторых преобразований получаем

$$W_{abs} = A \frac{2N\kappa\rho}{|m|^2} \int_{a_1}^{a_2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \frac{t_n(v)}{|m|^2 \rho^2 a^2} \operatorname{Re} (i^{n-1} Z_n Z_l^*) + h_{nl}(v) \operatorname{Re} (\gamma_n \gamma_l^* u_{nl}) + f_n(v) \operatorname{Re} (i \gamma_n \gamma_l^* w_{nl}) \right\} da, (7)$$

где

$$u_{nl}(a) = X_n(m\rho a) X_l^*(m\rho a) + V_n(m\rho a) V_l^*(m\rho a),$$

$$w_n(a) = X_n(m\rho a) X_n^*(m\rho a) + V_n(m\rho a) V_n^*(m\rho a),$$

$$t_n(v) = \int_v^1 (1 - \mu^2) \pi_n \pi_l d\mu.$$

Функция  $t_n(v)$  аналитически представима при  $n \neq l$ , поскольку

$$\int (1 - \mu^2) \pi_n \pi_l d\mu = \frac{(1 - \mu^2)(\tau_n \pi_l + \pi_n \tau_l)}{(n - l)(n + l + 1)},$$

а при  $n = l$  ее можно рассчитать внутри рекурсии для  $h_{nn}(v)$ .

С вычислительной точки зрения выражение (7) мало чем отличается от (5). Здесь также нецелесообразно выводить суммы из-под интеграла, ибо в результате получаются интегралы, не имеющие аналитического представления. Поэтому, как и для потока  $W_3$  в случае поверхностного интеграла Пойнтинга, линейный интеграл по  $a$  в (7) приходится брать численно по квадратуре Гаусса. Конечно, это является существенным недостатком развитого здесь подхода, однако расчет линейного интеграла (7) все же несомненно проще, чем первоначального объемного интеграла (6). Практическая реализация разработанных алгоритмов показала, что при значениях показателя поглощения  $k > 10^{-6}$  предпочтительнее вести расчеты по программе, основанной на поверхностном интеграле, так как она гораздо быстрее программы, основанной на объемном интеграле. С другой стороны, при очень малых значениях  $k \approx 10^{-7}$  и меньше расчеты можно вести исключительно с помощью объемного интеграла, но относительная медленность этой программы несколько затрудняет расчеты при  $\rho > 150$ .

#### 4. Резонансы

Во многих работах по исследованию морфологических резонансов утверждается, что при выполнении условия резонанса внутреннее поле (по крайней мере, на большой оси частицы, совпадающей с направлением падающего пучка, и вблизи этой оси) определяется резонирующей модой. В этой связи представляет интерес упрощение выражения (7) с учетом вклада в  $W_{abs}$  только одной резонирующей моды.

Начнем с магнитного резонанса. Предположим, что отличен от нуля только один амплитудный коэффициент  $c_n$ . Тогда в (7) остается только второй член:

$$W_{abs}^{(n, mag)} = A \frac{2N\kappa\rho}{|m|^2} \frac{h_{nn}(v)}{n^2(n+1)^2} |c_n|^2 \int_{a_1}^{a_2} |\Psi_n(m\rho a)|^2 da.$$

Учитывая, что

$$\int \Psi_n(\alpha x) \Psi_n(\beta x) dx = \frac{1}{\alpha^2 - \beta^2} \times \\ \times [\beta \Psi_n(\alpha x) \Psi_n'(\beta x) - \alpha \Psi_n'(\alpha x) \Psi_n(\beta x)],$$

приходим к выражению

$$W_{abs}^{(n, mag)} = A \frac{h_{nn}(v)}{|m|^2 n^2 (n+1)^2} \times \\ \times \text{Im} \left[ m^* X_n(a) Y_n(a) \right] \Big|_{a_1}^{a_2}. \quad (8)$$

Перейдем к электрическому резонансу (отличен от нуля только один амплитудный коэффициент  $d_n$ ). Тогда при учете связи между  $t_{nn}(v)$  и  $h_{nn}(v)$  получаем

$$W_{abs}^{(n, el)} = A \frac{2N\kappa\rho}{|m|^2 n(n+1)} |d_n|^2 \times \\ \times \left\{ \frac{h_{nn}(v)}{n(n+1)} \int_{a_1}^{a_2} \left[ \frac{n(n+1)}{|m|^2 \rho^2 a^2} |\Psi_n(m\rho a)|^2 + |\Psi_n'(m\rho a)|^2 \right] da - \right. \\ \left. - \frac{(1-v^2) \pi_n(v) \tau_n(v)}{|m|^2 \rho^2} \int_{a_1}^{a_2} |\Psi_n(m\rho a)|^2 da/a^2 \right\}.$$

Здесь первый интеграл берется аналитически, так как

$$\int \left[ \Psi_n'(\alpha x) \Psi_n(\beta x) + \frac{n(n+1)}{x^2 \alpha \beta} \Psi_n(\alpha x) \Psi_n(\beta x) \right] dx = \\ = \frac{1}{\alpha^2 - \beta^2} [\alpha \Psi_n(\alpha x) \Psi_n'(\beta x) - \beta \Psi_n'(\alpha x) \Psi_n(\beta x)],$$

а аналитическое представление второго интеграла нам неизвестно.

В результате получаем

$$W_{abs}^{(n, el)} = A \frac{h_{nn}(v)}{|m|^2 n^2 (n+1)^2} \text{Im} \left[ m Z_n(a) V_n^*(a) \right] \Big|_{a_1}^{a_2} - \\ - 2AN\kappa\rho \frac{(1-v^2) \pi_n(v) \tau_n(v)}{|m|^4 n(n+1) \rho} |d_n|^2 \int_{a_1}^{a_2} |\Psi_n(m\rho a)|^2 \frac{da}{a^2}. \quad (9)$$

Очевидно, что для интегрирования второго члена следует применить численную квадратуру, что не представляет здесь особых затруднений.

#### 5. Иллюстративные результаты для водных капель

Для иллюстрации возможностей предлагаемых полуаналитических методов расчета ниже приводятся некоторые результаты для капель воды на лазерных длинах волн  $\lambda = 10,6; 2,36$  и  $0,69$  мкм. На наш взгляд, достаточно информативной и наглядной мерой поглощения в выделенной области частицы является отношение  $\eta$  средней относительной интенсивности поля  $\bar{B}_V$  в выделенном объеме  $V$  к аналогичной величине  $\bar{B}$ , усредненной по полному объему сферической частицы. Фактически эта величина показывает, во сколько раз увеличивается интенсивность поля в определенном объеме по сравнению со средним полем. Связь величины  $\eta$  с другими характеристиками поглощения достаточно очевидна.

На рис. 1, 2 представлены зависимости  $\eta$  от сферического угла  $\Theta$ , отсчитываемого от направления вперед, для ряда значений параметра дифракции. Выделенный объем в теневой полусфере был при этом ограничен конусообразной поверхностью ( $\theta = \Theta$ ,  $\phi = 0 \div 2\pi$ ,  $a = a_1 \div a_2$ ) и двумя сферическими поверхностями ( $a_1 = 0,05$ ,  $\theta = 0 \div \Theta$ ,  $\phi = 0 \div 2\pi$ ) и ( $a_2 = 1$ ,  $\theta = 0 \div \Theta$ ,  $\phi = 0 \div 2\pi$ ). Значения  $\Theta$  варьировались от  $0$  до  $45^\circ$ .

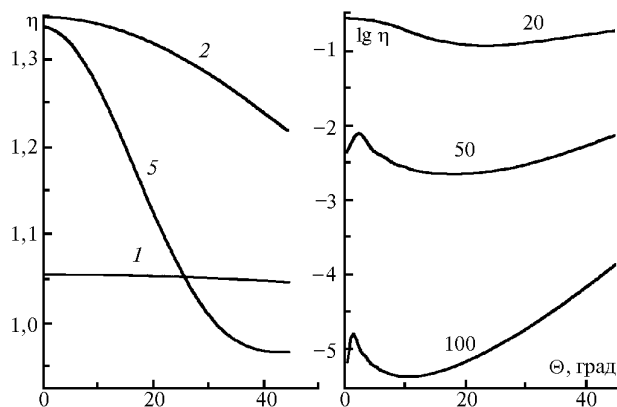


Рис. 1. Зависимость отношения  $\eta$  от угла  $\Theta$  для сферических частиц воды ( $m = 1,73 + i0,0823$  [13]) на длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм. Цифры у кривых – значения параметра дифракции  $\rho$

В области сильного поглощения ( $\lambda = 10,6$  мкм, см. рис. 1) значения  $\eta$  весьма низки. При  $\rho \approx 1$  значение  $\eta$  составляет 1,05 и практически не зависит от угла  $\Theta$ , что свидетельствует о почти однородном распределении поля. Однако уже при  $\rho \approx 2 \div 5$  появляется заметный максимум при  $\Theta = 0$ , отражающий появление максимумов на большой оси частицы в теневой полусфере. Для  $\rho = 10$  этого максимума уже нет, а сами значения  $\eta$  становятся меньшими 1 в связи с тем, что большая часть энергии начинает выделяться в освещенной полусфере. При дальнейшем увеличении  $\rho$  значения  $\eta$  продолжают падать, причем при  $\rho \approx 50$  образуется небольшой максимум около  $\Theta = 2^\circ$ , возможно, свидетельствующий о сдвиге максимумов поля с большой оси частицы.

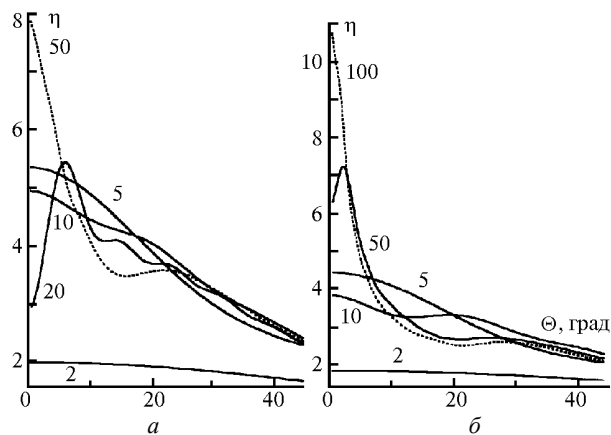


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для  $\lambda = 0,69$  мкм (а) ( $m = 1,33 + i3 \cdot 10^{-8}$  [13]) и 2,36 мкм (б) ( $m = 1,274 + i7,6 \cdot 10^{-4}$  [13])

Для длин волн  $\lambda = 2,36$  и 0,69 мкм (см. рис. 2), где поглощение воды на несколько порядков меньше, наблюдается качественно иная картина. При небольших значениях  $\rho \approx 1 \div 2$  отношение  $\eta$  весьма слабо зависит от  $\Theta$ , однако для  $\rho = 5$  появляется максимум при  $\Theta = 0^\circ$ . Сами значения  $\eta$  при этом гораздо выше, чем на длине волны 10,6 мкм. Прояв-

ляющийся для  $\rho \approx 20 \div 50$  максимум при  $\Theta = 2 \div 3^\circ$  может являться следствием сдвига максимумов поля с главной оси.

Вышеописанные зависимости  $\eta(\Theta)$  относятся к случаю отсутствия резонансов. Для иллюстрации влияния морфологического резонанса на рис. 3 приведены зависимости  $\eta(\Theta)$  для модельной частицы с  $N = 1,40$ ,  $\rho = 31,789230$ , что соответствует первому резонансу амплитудного коэффициента  $d_{39}$ . Расчеты проведены для ряда значений показателя поглощения  $\kappa$  (от  $10^{-8}$  до  $10^{-3}$ ), а также для частицы вне резонанса ( $m = 1,4 + i10^{-8}$ ,  $\rho = 31,80$ ). Если при достаточно сильном поглощении ( $\kappa \approx 10^{-3}$ ) в условиях резонанса и при его отсутствии величина  $\eta$  достаточно слабо зависит от  $\Theta$ , то в резонансных условиях при уменьшении  $\kappa$  появляется максимум  $\eta$  при  $\Theta = 0$ . Максимальные значения  $\eta$  при этом весьма высоки и составляют  $\approx 25$  при  $\kappa = 10^{-4}$  и  $\approx 37$  при  $\kappa = 10^{-5}$  и меньше. Если учесть, что для этой модельной резонирующей частицы усредненное по всей сфере значение  $\bar{B}$  составляет 44 при  $\kappa = 10^{-6}$ , то получаем, что при  $\kappa \approx 10^{-6} \div 10^{-8}$  средняя относительная интенсивность внутреннего поля в узком конусе  $\Theta \approx 0,5^\circ$  составляет  $\approx 1600$ .

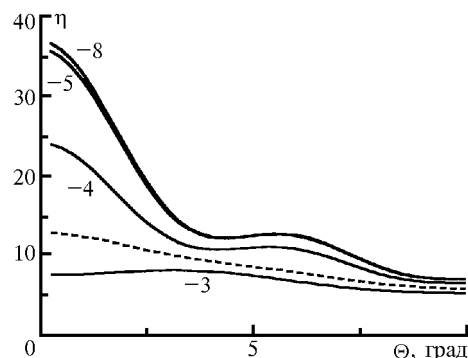


Рис. 3. Зависимости отношения  $\eta$  от угла  $\Theta$  для модельных сферических частиц с показателем преломления  $N = 1,4$  и параметром дифракции  $\rho = 31,789230$ . Цифры у кривых – значения  $\lg \kappa$ , штриховая линия – частица с  $m = 1,4 + i10^{-8}$  и  $\rho = 31,80$

- Hill S.C., Benner R.E. // Optical effects associated with small particles / Ed. P.W. Barber, R.K. Chang. Singapore: World Scientific, 1988. P. 4–61.
- Sandoghdar V., Treussart F., Hare J. et al. // Phys. Rev. A. 1996. V. 54. № 3. P. R1777–R1780.
- Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 191 с.
- Бабенко В.А. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 8. С. 803–808.
- Бабенко В.А., Астафьева Л.Г. // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1985. № 1. С. 55–60.
- Mackowski D.W., Altenkirch R.A., Mengus M.P. // Appl. Optics. 1990. V. 29. № 10. P. 1551–1559.
- Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 662 с.
- Малушков Г.Д. // Труды МИРЭА. 1974. № 70. С. 153–157.
- Wiscombe W.J., Chylek P. // JOSA. 1977. V. 67. N 4. P. 572–573.
- Wiscombe W.J. // Appl. Optics. 1980. V. 19. N 9. P. 1505–1509.
- Toon O.B., Ackerman T.P. // Appl. Optics. 1981. V. 20. N 20. P. 3657–3660.
- Lentz W.J. // Appl. Optics. 1976. V. 15. N 3. P. 668–671.
- Irvine W.M., Pollack J.B. // Icarus. 1968. V. 8. N 4. P. 324–360.

V.A. Babenko. Absorption of Radiation Inside the Bounded Region of Spherical Particle.

On the basis of two different approaches (the Pointing surface and volume integrals) in the framework of the Mie theory for homogeneous sphere the semi-analytical expressions are derived for absorption power in the bounded internal region of particle that enables us to estimate heat release at «hot» points. These expressions are simplified by taking into account only a single resonant mode. The effective computational algorithms and routines are worked out. The illustrative calculations are made for water particles on the laser wavelengths and for some model particles at morphology-dependent resonance.