

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР

А.П.Приливалко, Л.Г.Астафьева

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВНУТРИ
СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ ЧАСТИЦ

Минск, 1974 г.

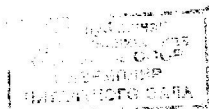
В препринте рассмотрены закономерности распределения электромагнитной энергии внутри однородных и двуслойных сферических частиц. Исследовано влияние оптических постоянных вещества частиц, их размеров и поляризации падающего излучения на распределение энергии, поглощаемой внутри однородной частицы. Рассмотрено распределение энергии в крупных непоглощающих сферических частицах. Приведены результаты изучения влияния относительных размеров ядра и оболочки двуслойных частиц и оптических постоянных образующих их веществ на распределение энергии внутри этих частиц. Выяснены условия максимального снижения пороговой мощности излучения, необходимой для возникновения нелинейных эффектов (вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, диэлектрический пробой, акустические волны и т.п.).

Издается по решению РИСО ИФ АН БССР.

Поступило в РИСО ИФ АН БССР 20 февраля 1974 г.

44
46727

© - ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АН БССР



75-3863

В последнее время все большее внимание исследователей привлекают вопросы взаимодействия излучения оптических квантовых генераторов с различными объектами, в том числе с рассеивающими средами: биологическими клетками, форменными элементами крови, частицами атмосферного аэрозоля и т.п. Ряд применений ЛГ в медико-биологических исследованиях [1-5], в атмосферной оптике [6-11] и других областях науки и техники основан на тепловом действии, возникающем при селективном поглощении средой лазерного излучения. Получаемый эффект зависит не только от количества поглощенной энергии, но в значительной мере от того, каким образом эта энергия распределяется внутри облучаемого объекта. При взаимодействии излучения с веществом в ограниченном объеме отдельной частицы может возникать весьма неравномерное распределение энергии. В случае частиц, поглощающих излучение данной длины волны, количество тепла, выделяющегося в разных зонах внутри частицы, существенным образом зависит от ее размера и оптических свойств образующего ее вещества. Поток энергии, проникающий внутрь непоглощающих частиц сферической формы, может концентрироваться в определенных точках, создавая в них локальную плотность мощности, в десятки раз превышающую плотность мощности падающего на частицу излучения. Как указывалось в [12], возникновение таких экстремумов в распределении энергии значительно увеличивает вероятность появления целого ряда нелинейных эффектов, таких как вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, диэлектрический пробой, акустические волны и т.п.

В литературе накоплен большой материал об ослаблении и рассеянии света отдельными частицами, монодисперсными и полидисперсными средами. Изучены зависимости величины показателей ослабления и рассеяния от оптических постоянных вещества рассеивающих частиц и их размеров, рассмотрено влияние микроструктуры среды. Исследованы также угловые характеристики рассеянного света (интенсивность, степень поляризации, показатель обратного рассеяния и т.п.) [13-16]. Однако до последнего вре-

мени рассматривались только характеристики рассеянного излучения в волновой зоне, т.е. на расстоянии, значительно превышающем размеры частицы. Сведения же о структуре полей внутри частиц практически отсутствовали. Это объясняется, во-первых, тем, что математические выражения для полей внутри частицы весьма сложны, их вычисление сопряжено с большими вычислительными трудностями. Во-вторых, до появления мощных оптических квантовых генераторов вопросы распределения энергии внутри облучаемых частиц не имели особой актуальности. Решение задач о взаимодействии оптической радиации с частицами можно было поучить на основе упрощенных представлений, полагая тепловое поле внутри частицы однородным [8,17] .

Широкое распространение ЭЦВМ, быстрое совершенствование их основных технических характеристик (таких как скорость вычислений, объем оперативной памяти и др.), с одной стороны, и систем математического обеспечения, с другой стороны, позволяет эффективно исследовать сложные аналитические выражения и тем самым открывает широкие возможности для проведения "числового эксперимента", то есть для математического моделирования разнообразных процессов, в том числе и происходящих внутри частицы при освещении ее потоком излучения значительной мощности. Целенаправленные расчеты позволяют не только установить влияние любого из параметров, характеризующих распределение энергии внутри частицы, но также дают возможность выбрать оптимальные условия для постановки лабораторного или натурального эксперимента.

Одна из задач настоящей работы заключалась в подробном исследовании распределения энергии в однородных поглощающих и непоглощающих частицах в зависимости от оптических свойств вещества частиц, их размеров, поляризации и длины волны падающего излучения. Эти вопросы рассматриваются в первой главе. Вторая глава посвящена изучению распределения энергии внутри так называемых двуслойных сферических частиц в зависимости от размеров и оптических свойств их ядер и оболочек.

При исследовании распределения энергии электромагнитного поля внутри частиц большое внимание было уделено отра-

ботке оптимального и надежного метода расчета цилиндрических функций, входящих в выражения для напряженностей электрического и магнитного полей (§ 2). Примененный в работе метод расчета обеспечивает точность получаемых значений составляющих электромагнитного поля не менее 6-7 значащих цифр.

Многообразие существующих в природе частиц, а также возникающих на практике конкретных задач столь велико, что в одной работе невозможно рассмотреть всю совокупность встречающихся ситуаций. В настоящей работе авторы ограничились рассмотрением частиц, которые по оптическим свойствам близки к частицам атмосферного аэрозоля. Некоторые из них могут быть отождествлены с частицами биологического происхождения.

ГЛАВА I. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВНУТРИ ОДНОРОДНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

§ I Электромагнитное поле и энергия внутри однородной сферической частицы

Решение задачи о дифракции плоских электромагнитных волн на сфере, полученное Mu , дает выражения как для компонент дифрагированного поля, так и для поля внутри частицы. Используя обозначения работы [13], аналитические выражения для составляющих напряженности электрического и магнитного полей внутри однородной сферической частицы могут быть записаны в виде:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= \frac{E_0 \cos \varphi}{\kappa_i^2 z} \sum_{\ell=1}^{\infty} C_{\ell} \ell(\ell+1) \Psi_{\ell}(\kappa_i z) Q_{\ell}(\theta) \sin \theta, \\ E_{\theta} &= \frac{E_0 \cos \varphi}{\kappa_i z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ C_{\ell} \Psi'_{\ell}(\kappa_i z) S_{\ell}(\theta) + i F_{\ell} \Psi_{\ell}(\kappa_i z) Q_{\ell}(\theta) \right\}, \\ E_{\varphi} &= -\frac{E_0 \sin \varphi}{\kappa_i z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ C_{\ell} \Psi'_{\ell}(\kappa_i z) Q_{\ell}(\theta) + i F_{\ell} \Psi_{\ell}(\kappa_i z) S_{\ell}(\theta) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (I.1)$$

$$\left. \begin{aligned} H_z &= -\frac{E_0 \sin \varphi}{\kappa_i \kappa_0 z^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} F_{\ell} \ell(\ell+1) \Psi_{\ell}(\kappa_i z) Q_{\ell}(\theta) \sin \theta, \\ H_{\theta} &= -\frac{E_0 \sin \varphi}{\kappa_0 z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ F_{\ell} \Psi'_{\ell}(\kappa_i z) S_{\ell}(\theta) + i C_{\ell} \Psi_{\ell}(\kappa_i z) Q_{\ell}(\theta) \right\}, \\ H_{\varphi} &= -\frac{E_0 \cos \varphi}{\kappa_0 z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ F_{\ell} \Psi'_{\ell}(\kappa_i z) Q_{\ell}(\theta) + i C_{\ell} \Psi_{\ell}(\kappa_i z) S_{\ell}(\theta) \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (I.2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} C_{\ell} &= i^{\ell} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{m}{\xi_{\ell}(p) \Psi'_{\ell}(mp) - m \xi'_{\ell}(p) \Psi_{\ell}(mp)}, \\ F_{\ell} &= i^{\ell} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{-m}{\xi'_{\ell}(p) \Psi_{\ell}(mp) - m \xi_{\ell}(p) \Psi'_{\ell}(mp)}. \end{aligned} \right\} \quad (I.3)$$

Штрихи всегда означают производные по аргументу, указанному под знаком функции. В формулах (I.1)-(I.3) приняты следующие обозначения:

$$\psi_e(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{e+\frac{1}{2}}(z), \quad (I.4)$$

где $J_{e+\frac{1}{2}}(z)$ - функция Бесселя первого рода порядка $e+\frac{1}{2}$,

$$\xi_e(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} H_{e+\frac{1}{2}}^{(2)}(z), \quad (I.5)$$

где $H_{e+\frac{1}{2}}^{(2)}(z)$ - функция Ханкеля второго рода. Функции $Q_e(\theta)$ и $S_e(\theta)$ выражаются через полиномы Лежандра

$$\left. \begin{aligned} Q_e(\theta) &= \frac{P_e^{(1)}(\cos \theta)}{\sin \theta}, \\ S_e(\theta) &= -P_e^{(1)'}(\cos \theta) \sin \theta, \end{aligned} \right\} \quad (I.6)$$

$k_i = \frac{2\pi}{\lambda} m$ - волновое число для вещества частицы с комплексным показателем преломления $m = n - i\mathcal{K}$ (n - действительная часть показателя преломления, $\mathcal{K}$ - показатель поглощения); λ - длина волны падающего излучения; $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\rho = \frac{2a}{\lambda}$ - параметр дифракции (a - радиус частицы); χ, θ, φ - координаты точки внутри частицы.

При исследовании распределения энергии внутри частиц практический интерес представляют два возможных эффекта. В случае поглощающих частиц нас интересует распределение количества тепла, выделяющегося в единицу времени в единицу объема частицы. В случае же непоглощающих частиц необходимо знать распределение плотности потока излучения (интенсивности) в различных точках внутри частицы. Как известно [18], потери на Джоулево тепло определяются величиной $\int 6\vec{E}^2 dV$, где 6 - удельная проводимость, $\vec{E}$ - вектор напряженности электрического

поля, dV — элемент объема. Количество тепла, выделенное за единицу времени в единице объема, равно

$$Q = 6(E_z E_z^* + E_\theta E_\theta^* + E_\varphi E_\varphi^*) = 6E_0^2 B, \quad (I.7)$$

где E_z , E_θ , E_φ — составляющие электрического поля внутри частицы, E_0 — напряженность электрического поля в падающей волне, B — множитель, учитывающий взаимодействие поля с веществом сферической частицы. Величина B определяется через компоненты электрического поля внутри частицы (I.I).

Диэлектрическая проницаемость поглощающей среды ε связана с комплексным показателем преломления соотношением

$$\varepsilon = \varepsilon' - \frac{4\pi\sigma}{\omega} i = (n - i\kappa)^2, \quad (I.8)$$

где ε' — вещественная диэлектрическая проницаемость. Из (I.8) следует, что

$$B = \frac{c n \kappa}{\lambda}, \quad (I.9)$$

где c — скорость света.

Если частица находится в среде с показателем преломления m_0 , а интенсивность падающего на нее излучения равна

$$I_0 = \frac{c m_0}{8\pi} E_0^2, \quad (I.10)$$

то

$$Q = \frac{8\pi n \kappa}{m_0 \lambda} I_0 B. \quad (I.11)$$

Если предположить, что зависимость оптических постоянных n и κ от температуры пренебрежимо мала, то при заданной длине волны выделение тепла в некоторой точке внутри частицы будет определяться параметром дифракции ρ и координатами этой точки.

Как уже указывалось выше, при исследовании непоглощающих частиц рассматриваем величину плотности потока излучения (ин-

тенсивности) в различных точках внутри частицы. Интенсивность излучения определяется как среднее по времени значение вектора Умова-Пойнтинга в данной точке частицы:

$$I = \frac{c}{8\pi} \left| \operatorname{Re} \left\{ \vec{i}_r (E_\varphi \cdot H_\theta^* - E_\theta \cdot H_\varphi^*) + \vec{i}_\theta (E_r \cdot H_\varphi^* - E_\varphi \cdot H_r^*) + \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{i}_\varphi (E_\theta \cdot H_r^* - E_r \cdot H_\theta^*) \right\} \right|.$$

§ 2 Методика расчета компонент электромагнитного поля внутри частицы

Электромагнитное поле излучения, рассеянного сферической частицей, всегда рассчитывается в так называемой волновой зоне на достаточно большом расстоянии от частицы, где оно определяется двумя ортогональными составляющими. Для описания поля внутри частицы необходимо знание также третьей, радиальной составляющей.

В дальней (волновой) зоне компоненты поля, рассеянного частицей излучения, выражаются через суммы бесконечных рядов [13]. Каждый член такого ряда представляет собой комбинацию угловых функций и коэффициентов, выражающихся определенным образом через цилиндрические функции $J_{n+\frac{1}{2}}(z)$ и $H_{n+\frac{1}{2}}(z)$ и их производные. Вследствие медленной сходимости указанных рядов, расчеты характеристик поля рассеянного излучения сопряжены с большими вычислительными трудностями. Однако в настоящее время методика таких расчетов на электронно-вычислительных машинах достаточно хорошо отработана [13-15]. При расчетах поля внутри частицы дело обстоит значительно сложнее. В этом случае цилиндрические функции входят не только в коэффициенты при членах ряда, но еще и в качестве множителей в каждый член ряда. Это обстоятельство усложняет вычисления, ухудшается сходимость рядов. Обычно значения функций $\psi_e(z)$ и $\xi_e(z)$ вычисляются с помощью интегральных или рекуррентных формул. Интегральные формулы требуют очень больших затрат вычислительного времени, особенно при больших значениях e и z . Поэтому к ним обращают-

ся очень редко. Рекуррентные формулы

$$\psi_{\ell+1}(z) = \frac{2\ell+1}{z} \psi_{\ell}(z) - \psi_{\ell-1}(z), \quad (2.1a)$$

$$\xi_{\ell+1}(z) = \frac{2\ell+1}{z} \xi_{\ell}(z) - \xi_{\ell-1}(z), \quad (2.1б)$$

позволяют находить значения цилиндрической функции с индексом $\ell+1$, если известны ее значения для индексов $\ell-1$ и ℓ при том же значении аргумента z . Следует, однако, иметь в виду, что формула (2.1a) дает значения $\psi_{\ell+1}$ с нарастающей погрешностью, особенно если она применяется многократно. Так как при $\ell \geq z$ значения $\psi_{\ell+1}(z)$ очень малы, то абсолютная погрешность при многократном применении рекуррентной формулы становится соизмеримой со значением функции ψ_{ℓ} , а относительная погрешность — очень высокой. Это обстоятельство сильно ограничивает сверху размеры частиц, для которых могут быть выполнены расчеты.

При вычислении функции $\xi_{\ell+1}(z)$ по рекуррентной формуле (2.1б) при $\ell \geq z$ абсолютная погрешность тоже растет, но так как при этом значения самой функции сильно возрастают, то относительная погрешность вычислений остается в допустимых пределах. Поэтому формулу (2.1б) можно применять при любых значениях ℓ и z .

Преодоление трудностей, связанных с вычислением функции для достаточно высоких значений аргумента, оказалось возможным благодаря применению специального метода расчета. В связи с тем, что использование этого метода является одним из определяющих условий получения корректных результатов, представляется целесообразным кратко изложить его сущность.

Метод основан на выводах работы [19]. Если $\mathcal{F}_{\ell}(z)$ — произвольное решение уравнения Бесселя, то его можно представить как линейную комбинацию функций $\psi_{\ell}(z)$ и $\xi_{\ell}(z)$, которые

тоже являются решениями уравнения Бесселя:

$$F_e(z) = A \psi_e(z) + B \xi_e(z). \quad (2.2)$$

Для вычисления $F_e(z)$ может быть использована рекуррентная формула (2.1). Пусть теперь при фиксированном z необходимо вычислить последовательность значений $\psi_p(z)$, где $p=0,1,2,\dots$. Выберем $M \geq p$ так, чтобы удовлетворялись условия

$$F_{M+1}(z) = 0, \quad (2.3)$$

$$F_M(z) = \alpha, \quad (2.4)$$

где α — заданное малое число. Выполнения этих условий можно добиться подбором постоянных A и B . Тогда из основе (2.2) можно написать

$$F_{M+1}(z) - A \psi_{M+1}(z) = B \xi_{M+1}(z), \quad (2.5)$$

$$F_p(z) - A \psi_p(z) = B \xi_p(z). \quad (2.5a)$$

Из (2.5) и (2.5a) с учетом условий (2.3) и (2.4) получим

$$\frac{1}{A} F_p(z) - \psi_p(z) = \psi_{M+1}(z) \cdot \frac{\xi_p(z)}{\xi_{M+1}(z)}. \quad (2.6)$$

Если зафиксировать p и задать произвольное малое $\delta > 0$, то всегда можно подобрать M настолько большим, чтобы выполнялось неравенство

$$\left| \frac{1}{A} F_p(z) - \psi_p(z) \right| < \delta, \quad (2.7)$$

так как при $M \rightarrow \infty$ выражение в правой части (2.6) стремится к нулю. Тогда в пределах заданной точности вычислений δ выполняется приближенное равенство

$$\psi_p(z) \approx \frac{1}{A} F_p(z). \quad (2.8)$$

Можно подобрать M настолько большим, чтобы (2.8) выполнялось в пределах заданной точности для всех $p = 0, 1, 2, \dots$. Применяя соотношение (2.2), вычисляем последовательность значений $F_{M-1}, F_{M-2}, \dots, F_p, F_{p-1}, \dots, F_1, F_0$.

Если для некоторого p известно $\psi_p(z) \neq 0$, то согласно (2.8), $A \approx \frac{F_p(z)}{\psi_p(z)}$. В качестве известного $\psi_p(z)$ можно взять, например, $\psi_0(z) = \sin z$ или $\psi_1(z) = \frac{\sin z}{z} - \cos z$. Теперь, зная A , можно найти все значения $\psi_p(z)$. Погрешность их определяется заданным значением δ .

Угловые функции Q_e и S_e вычисляются по методу, описанному в [13]. Расчеты выполнялись на ЭЦВМ "Минск-32". Суммирование рядов в (1.1) и (1.2) прекращалось, когда вклад следующего члена ряда не превышал 10^{-8} от суммы предыдущих членов. Все вычисления производились с 18 значащими цифрами. Используемый метод расчета обеспечивает получение значений составляющих полей E и H с точностью не менее 6-7 значащих цифр.

§ 3 Влияние размера частиц на распределение поглощенной в них энергии

Предполагается, что поглощающая сферическая частица освещается параллельным пучком неполяризованного света. В этом случае распределение энергии внутри частицы симметрично относительно ее диаметра, совпадающего с направлением распространения пучка. Задача сводится к рассмотрению распределения энергии в плоскости сечения большого круга частицы. При заданных n, x, ρ и I_0 оно определяется значениями величины B , которые и были вычислены. Расчеты выполнялись для частиц с $0,3 \leq \rho \leq 18$, $1,0 \leq n \leq 2,0$, $10^{-3} \leq x \leq 1,0$ [20].

На рис.3.1 (а,б,в,г) в качестве примера приведены изоэнергетические кривые в плоскости большого круга частиц с $\rho = 0,6; 3; 7,1$ и $14,8$; показателем преломления $n = 1,2$; показателем поглощения $\kappa = 0,07$. Поток излучения проходит слева направо. Положение каждой точки сечения определяется её относительным расстоянием от центра частицы $q = r/a$ ($-1 \leq q \leq 1$) и полярным углом β , который отсчитывается от направления распространения излучения против часовой стрелки. Угол β связан с уже упоминавшимся в § I углом θ соотношением $\beta = 180^\circ - \theta$. Зависимости от угла ψ нет, так как на частицу падает неполяризованный свет. В принятой системе координат освещенной полусфере соответствуют значения углов β от 90° до 270° . Противоположную сторону частицы $-90^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ будем называть теневой.

Диаграммы рис.3.1 (а,б,в,г) позволяют проследить изменение общей картины распределения энергии, поглощенной внутри сферической частицы, при увеличении ее параметра дифракции ρ . Для частицы с $\rho = 0,6$ изоэнергетические кривые представляют собой почти правильные концентрические окружности, центр которых совпадает с центром частицы. Соответствующие им значения энергии мало отличаются друг от друга. Градиент распределения энергии мал. С увеличением параметра дифракции эти окружности деформируются. Изоэнергетические кривые принимают все более сложный вид.

Из рисунков видно, что с увеличением параметра дифракции происходит усложнение картины распределения поглощаемой энергии вдоль определенных направлений в рассматриваемом сечении частицы. На основании расчетных данных было рассмотрено распределение энергии в направлениях, определяемых углами, равными $0 - 180^\circ$, $20^\circ - 200^\circ$, $40^\circ - 220^\circ$, $60^\circ - 240^\circ$ и $90^\circ - 270^\circ$.

Исследование показало, что максимальная неоднородность имеет место в направлении распространения падающего излучения. Для других направлений кривые зависимости $B(q)$, соответствующие различным ρ , имеют более плавный ход, разность экстремальных значений B значительно меньше. Наиболее равномерное распределение энергии наблюдается в направлении, перпендикулярном к направлению распространения падающего излучения.

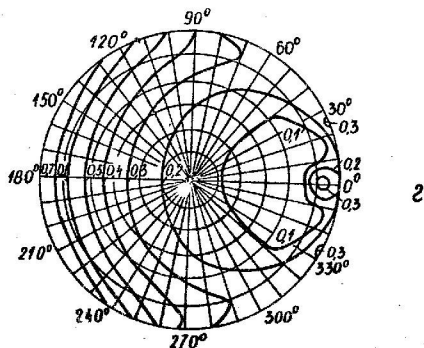
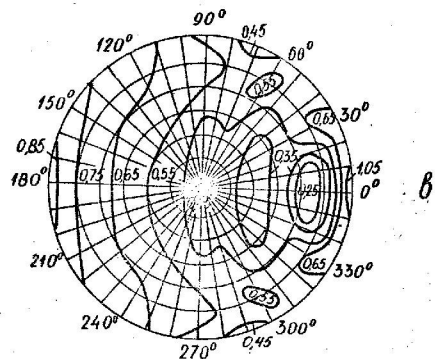
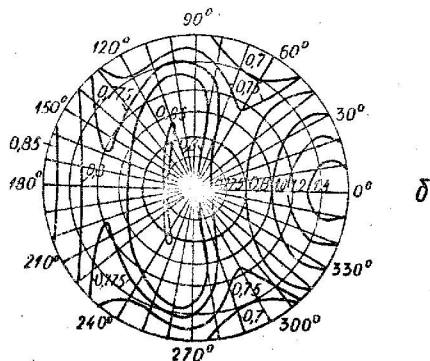
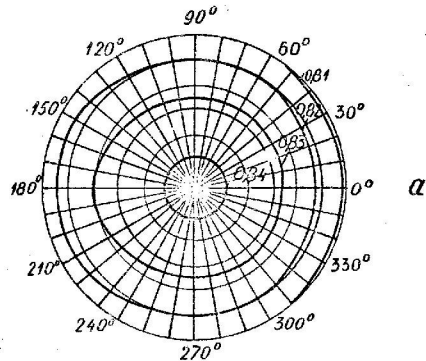


Рис.8.1. Распределение поглощенной энергии внутри частиц с $r = 0,6(\lambda)$, $r = 3(\sigma)$, $r = 7,1(\mu)$ и $r = 14,8(\tau)$. Цифры у кривых — значения B .

Рис.3.1.

На рис.3.2 приведено распределение энергии вдоль диаметра частицы, совпадающего с направлением пучка света, освещающего частицу. Из анализа рис.3.2 следует, что в этом направлении для частиц с $\rho \leq 1,2$ распределение энергии вдоль диаметра почти однородно. Начиная $\rho \cong 1,8$ и до $\rho \cong 9$ наблюдается заметное увеличение количества поглощаемой энергии в теневой полусфере (особенно при $\rho = 3 + 6$). Дальнейшее увеличение ρ приводит к снижению поглощения энергии в теневой полусфере. При $\rho > 9$ наиболее сильное поглощение энергии происходит уже в освещенной полусфере. При дальнейшем увеличении размера частиц ход кривых $B(q)$ становится все более плавным.

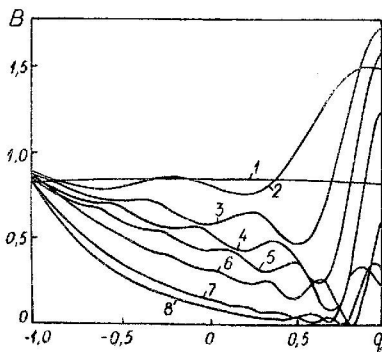


Рис.3.2 Распределение энергии в сечении частицы вдоль диаметра, совпадающего с направлением падающего на частицу излучения для различных значений параметра ρ : 0,6 (1), 3 (2), 4,7 (3), 6,0 (4), 7,1 (5), 9,5 (6), 14,8 (7), 17,8 (8).

Вследствие увеличения длины пути, проходящего светом в поглощающей среде, до теневой поверхности частицы доходит все меньшее количество энергии. Максимум ее теперь находится в месте входа излучения в частицу.

Отмеченная закономерность подтверждается экспериментальными данными, полученными в работе [21]. В этой работе капли воды в диапазоне размеров от 7 до 50 мкм подвергались воздействию лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм. Анализ полученных результатов показал, что для капель радиусом 12 мкм или меньше ($\rho \leq 7$) наблюдается их объемное нагревание. В области размеров 15–17 мкм ($\rho \sim 9-10$) появляется преимущественное нагревание передней поверхности капли (поверхности, обращенной в сторону лазерного луча). Для капель радиусом больше 20 мкм ($\rho \approx 12$) происходило нагревание практически только передней поверхности.

Следует заметить (рис.3.5), что количество поглощенной энергии у освещенной стенки частицы почти не зависит от ρ . Обозначим соответствующее значение величины B через B_0 . Степень неоднородности распределения энергии внутри частицы может быть теперь определена отношением

$$\frac{B_{\text{макс}} - B_{\text{мин}}}{B_0} = \eta.$$

На рис.3.3 представлено изменение отношения η в зависимости от ρ для различных направлений. Как уже указывалось, наибольшие изменения это отношение испытывает в направлении $0^\circ - 180^\circ$, а наименьшие - в направлении, перпендикулярном к нему. Самый высокий максимум наблюдается для частиц с $\rho \approx 6$.

Из приведенных результатов следует, что распределение энергии внутри частиц не является однородным. Оно существенным образом зависит от параметра дифракции ρ , что необходимо учитывать при проведении экспериментов и интерпретации их результатов.

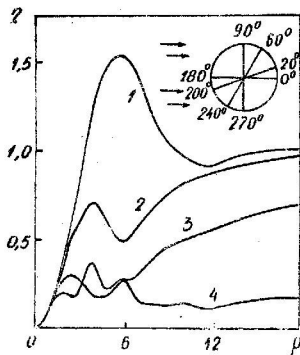


Рис.3.3 Неоднородность распределения поглощенной энергии в сечении частицы в зависимости от параметра дифракции для различных направлений относительно падающего луча света:

$\beta = 0-180^\circ$ (1),

$\beta = 20-200^\circ$ (2),

$\beta = 60-240^\circ$ (3) и

$\beta = 90-270^\circ$ (4)

§ 4 Зависимость распределения энергии внутри однородных частиц от их оптических постоянных

Учитывая, что показатель преломления n и показатель поглощения κ входят в (I.II), как в β , так и в множитель перед ним, в данном параграфе распределение поглощаемой энергии, а, следовательно, и выделяемого тепла будем характеризовать отношением

$$\frac{\lambda Q}{I_0} = 8\pi n \kappa \cdot V, \quad (4.1)$$

где Q — количество тепла, выделяемое за единицу времени в единице объема, I_0 — интенсивность падающего света. Нами проведены систематические расчеты значений отношения $\lambda Q/I_0$ для различных точек и направлений внутри частиц с широким набором значений ρ , n и κ [22]. Ниже приводятся некоторые наиболее типичные результаты этих расчетов.

Графические данные приведены для направления, характеризующего максимальной степень неоднородности, то есть вдоль диаметра частицы, совпадающего с направлением падающего луча (0° - 180°).

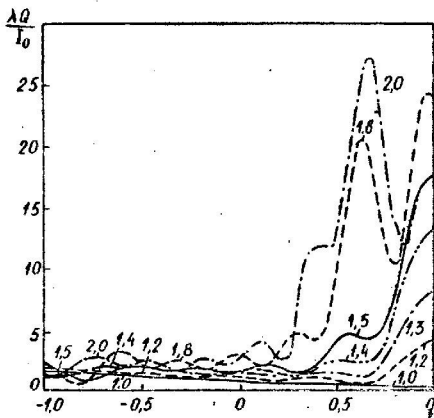


Рис.4.1 Распределение энергии внутри частицы при $\rho=6$, $\mathcal{E}=0,075$ и различных значениях показателя преломления. Цифры у кривых значения n .

На рис.4.1 представлена зависимость величины отклонения $\lambda Q/I_0$ от относительного расстояния до центра частицы $q=r/a$ при постоянных ρ и $\mathcal{E}$, но различных значениях показателя преломления.

Если поток излучения падает на частицу слева, то в освещенной полусфере ($-1 \leq q \leq 0$) распределение энер-

гии почти не меняется при увеличении n от 1 до 1,5. Появляются лишь небольшие осцилляции. Эти осцилляции становятся более или менее существенными только для высоких значений показателя преломления $n = 1,8$ и $2,0$. Зато в теневой полусфере ($c \leq q \leq -1$) увеличение показателя преломления приводит к резкому увеличению поглощения энергии. Вблизи теневой поверхности частицы количество поглощаемой энергии увеличивается в несколько раз при увеличении n от 1 до 1,5. Это, по-видимому, объясняется усилением фокусирующего действия сферической частицы при повышении ее показателя преломления.

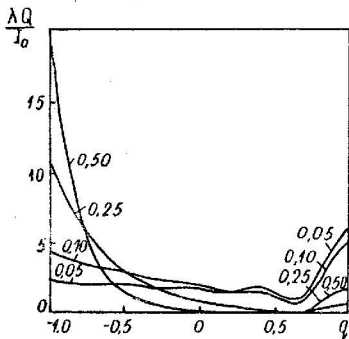


Рис.4.2 Распределение энергии внутри частицы при $\rho = 6$, $n = 1,2$ и различных значениях показателя поглощения. Цифры у кривых - значения λ .

На рис.4.2 показана зависимость того же отношения $\lambda Q/I_0$ от q для различных значений показателя поглощения λ при постоянных ρ и n . С увеличением показателя поглощения выделение тепла в теневой полусфере уменьшается, а с освещенной - увеличивается. При увеличении λ от 0,05 до 0,5 количество поглощенной энергии у теневой поверхности частицы уменьшается примерно в 9 раз, а у освещенной поверхности почти в столько же раз увеличивается. Особенно резкое увеличение наблюдается при высоких значениях λ . Это объясняется тем, что с повышением λ основная часть энергии поглощается сразу же

после проникновения ее внутрь частицы.

Сильная неоднородность распределения энергии внутри частицы, появляющаяся при высоких значениях n и g , может приводить к резким изменениям состояния частицы и ее быстрому разрушению.

§ 5 Влияние поляризации падающего излучения на распределение энергии, поглощенной внутри частицы

В предыдущих параграфах рассматривалось распределение количества энергии, поглощенной в различных точках внутри однородной сферической частицы, освещаемой параллельным пучком неполяризованного излучения. Ниже исследован случай, когда падающий на частицу световой поток линейно поляризован, рассмотрено изменение распределения поглощенной энергии внутри частицы в зависимости от направления колебаний электрического вектора в падающей волне и проведено детальное сравнение с распределением энергии в случае неполяризованного света.

При решении поставленной задачи система координат выбиралась таким образом, чтобы начало координат находилось в центре частицы, положительное направление оси Z совпадало с направлением распространения светового пучка, а ось X — с направлением колебаний электрического вектора в нем. Распределение энергии рассматривалось в плоскостях, проходящих через ось Z .

В выбранной системе координат положение произвольной точки определяется ее расстоянием r от начала координат (или относительно расстоянием $\rho = r/\alpha$), углом β , который образуется в плоскости, проходящей через ось Z и данную точку, между положительным направлением оси Z и радиусом-вектором точки и углом γ между этой плоскостью и осью X . Направление отсчета углов — против часовой стрелки.

Исследование влияния направления колебаний электрического вектора падающего излучения проведено при постоянных значениях показателей преломления и поглощения и длины волны. В этом случае можно ограничиться расчетом величины B . В настоящей рабо-

те были проведены вычисления B для ряда значений параметра дифракции от $\rho = 1$ до $\rho = 15$ при фиксированных значениях $n = 1, 2$ и $\alpha = 0,07$.

Для краткости будем называть плоскость, проходящую через ось Z и точку наблюдения, сечением M . В этом сечении распределение поглощенной энергии имеет зеркальную симметрию относительно оси Z . Естественно, что для точек, лежащих на самой оси Z (углы $\beta = 0, 180^\circ$), распределение энергии не зависит от состояния поляризации. Для других направлений в сечении M поглощение энергии меняется в зависимости от направления колебаний электрического вектора в падающей волне. В качестве примера на рис.5.1 приведено распределение энергии при $\beta = 40^\circ - 220^\circ$, угол γ варьировался от 0° до 90° .

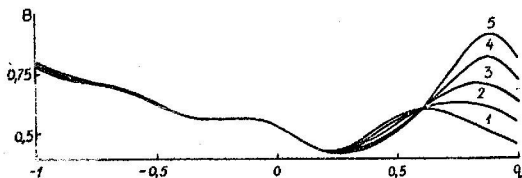


Рис.5.1. Распределение поглощенной энергии в направлении $\beta = 40^\circ - 220^\circ$ сечения M при $\rho = 6$ и различных направлениях колебаний электрического вектора:
1 - $\gamma = 0^\circ$; 2 - 30° ; 3 - 45° ; 4 - 60° ; 5 - 90° .

Из хода кривых следует, что в направлении $\beta = 40^\circ$, т.е. в теневой полусфере, количество поглощенной энергии в точках, лежащих вблизи поверхности частицы, может меняться в зависимости от направления колебаний электрического вектора почти в два раза. В направлении $\beta = 220^\circ$, т.е. в освещенной полусфере, влияние поляризации практически отсутствует. С уменьшением размера частиц влияние поляризации на поглощение энергии в их теневой части быстро уменьшается.

Для количественного сравнения распределения энергии внутри частицы при освещении ее линейно поляризованным и естественным светом введем величину

$$\xi_r = \frac{B_r - B_{ест}}{B_{ест}}, \quad (5.1)$$

где B_r — значение величины B в случае линейно поляризованного падающего света, когда угол между направлением колебаний электрического вектора и плоскостью M равен γ , $B_{ест}$ — значение B в случае освещения частицы неполяризованным светом.

Изучение распределения энергии внутри частицы в зависимости от направления колебаний электрического вектора в падающей волне показало, что для углов γ , симметричных относительно $\gamma = 45^\circ$ (например $\gamma = 20^\circ$ и $\gamma = 70^\circ$), значения ξ_r равны по абсолютной величине, но противоположны по знаку. Это означает, что относительные отклонения величины

B при освещении частицы линейно поляризованным светом при $\gamma = 0^\circ$ и $\gamma = 90^\circ$ оказываются равными по абсолютной величине, но если для $\gamma = 90^\circ$ в поляризованном свете поглощение энергии больше ($\xi_{90^\circ} > 0$), то для $\gamma = 0^\circ$ — соответственно на столько же меньше ($\xi_{0^\circ} < 0$), чем в неполяризованном. В случае $\gamma = 0^\circ$ и 90° относительные отклонения максимальны по сравнению с другими направлениями колебаний электрического вектора при прочих равных условиях. Поэтому, один из этих углов ($\gamma = 90^\circ$) и был выбран для дальнейшего подробного рассмотрения. Влияние поляризации было исследовано в широком интервале изменения радиусов частиц ($0,6 \leq \rho \leq 15$). На рис.5.2 приведены зависимости величины ξ_{90° от угла рассеяния β для двух значений $\rho = 8,6$ и $\rho = 7,2$ при фиксированных значениях относительной координаты q . На рис.5.2 видно, что зависимость $\xi_{90^\circ}(\beta)$ имеет осциллирующий характер, причем с увеличением ρ число экстремумов на кривых $\xi_{90^\circ}(\beta)$ растет. Области отрицательных и положительных значений ξ_{90° изменяются в зависимости от ρ и q . Из рисунка видно также, что с приближением к центру частиц влияние поляризации падает. Максимальное значение $|\xi_{90^\circ}|$ лежит на поверх-

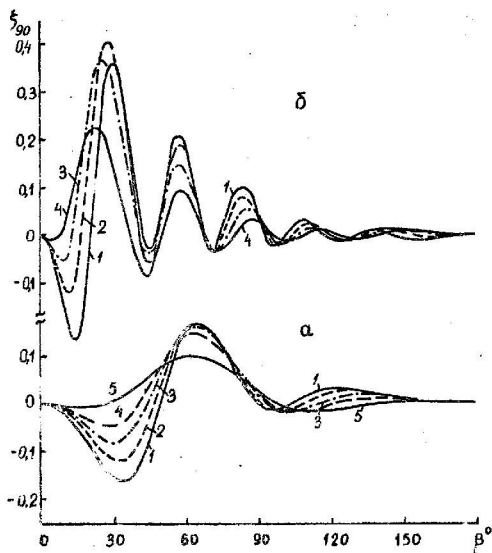


Рис. 5.2. Зависимость отношения ξ от угла рассеяния β при $\rho = 8,6$ (а) и $\rho = 7,2$ (б), $\gamma = 90^\circ$ для различных значений q : 1,0 (1), 0,92 (2), 0,88 (3), 0,75 (4), 0,50 (5).

ности частиц только для малых ρ ($\rho < 3,6$). При увеличении ρ максимум $|\xi_{90^\circ}|$ несколько отодвигается от поверхности частицы ($q = 0,9 - 0,95$). С ростом размера частицы максимальное значение величины $|\xi_{90^\circ}|$ увеличивается, т.е. влияние поляризации возрастает. В крупных частицах количество поглощенной энергии в одних точках может возрасти почти в два раза по сравнению со случаем неполяризованного излучения, а в других — соответственно уменьшаться, в том же отношении. Ниже приведена таблица максимальных значений величины ξ_{90° и координат точек (β и q), для которых достигаются эти значения, для частиц различных размеров:

ρ	0,6	1,2	1,8	2,4	3,0	3,6
$\xi_{90^\circ}^{max} (\%)$	-0,78	-3,2	-6,8	-10,8	-14,2	-16,6
$\beta (град)$	88	70	60	50	41	64
q	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,91

ρ	4,8	6,0	7,2	8,4	9,6	15,0
$\xi_{90^\circ}^{max} (\%)$	25	33	40,2	47	-86,5	-99,8
$\beta (град)$	46	36	28	23	6	6
q	0,88	0,90	0,92	0,93	0,81	1,00

Поскольку эффективное сечение поглощения частицы не зависит от поляризации падающего света, общее количество поглощенной частицей энергии остается постоянным. Переход от неполяризованного освещения к поляризованному сопровождается лишь определенным перераспределением энергии, которое в случае больших частиц может быть весьма существенным.

§ 6. Распределение энергии в критных слабо поглощающих и непоглощающих частицах

Рассмотрим распределение энергии внутри частиц, освещаемых излучением с длинами волн $\lambda_1 = 0,6943$ мкм и $\lambda_2 = 1,0621$ мкм и измерим параметр дифракции ρ от 30 до 60. В слу-

чае частиц водного аэрозоля показатели преломления и поглощения имеют следующие значения: для $\lambda_1 = 0,6943$ мкм $n = 1,3304$, $\mathcal{K} = 3,3 \cdot 10^{-8}$, а для $\lambda_2 = 1,0621$ мкм $n = 1,3247$ и $\mathcal{K} = 2,8 \cdot 10^{-6}$ [16]. Анализ поглощения излучения указанных длин волн частицами представляет практический интерес только в том случае, если показатель поглощения существенно больше, чем приведенные выше значения $\mathcal{K}$.

В случае воды вариации показателя поглощения в небольших пределах могут быть обусловлены наличием растворенных примесей естественного или искусственного происхождения. Более широкий интервал изменения показателя поглощения может быть достигнут при растворении в каплях воды какого-либо искусственно расплавленного поглощающего вещества.

Чтобы проследить тенденции изменения распределения энергии внутри частицы при повышении поглощения будем варьировать показатель поглощения $\mathcal{K}$ в пределах от нуля до 0,5.

Влияние такого изменения $\mathcal{K}$ на общее поглощение энергии частицами показано на рис.6.1-а, где представлены графики зависимостей эффективного поперечного сечения поглощения $\sigma_{\text{эф}}$ от показателя поглощения при различных значениях параметра дифракции ρ . При увеличении $\mathcal{K}$ вначале имеет место быстрый рост эффективного сечения поглощения от нуля до некоторого определенного значения, зависящего от параметра дифракции. В области $\mathcal{K} \sim 0,02-0,04$ эффективное сечение поглощения достигает максимума. При дальнейшем увеличении $\mathcal{K}$ изменение $\sigma_{\text{эф}}$ незначительно. Заметим, что чем больше ρ , тем уже интервал значений показателя поглощения $\mathcal{K}$, для которого имеет место рост эффективного сечения поглощения.

Рассмотрим теперь распределение энергии, поглощаемой внутри частиц различных размеров, при изменении показателя поглощения в интервале от 0 до 0,5. Следует подчеркнуть, что необходимые для этого расчеты в случае освещения частиц светом длин волн $\lambda_1 = 0,6943$ мкм и $\lambda_2 = 1,0621$ мкм представляют значительные трудности в связи с тем, что при этих длинах волн даже для средних по размеру частиц водного аэрозоля параметр

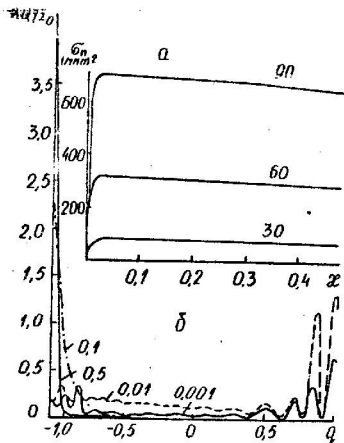


Рис. 6.1 (а) Зависимости эффективного поперечного сечения поглощения σ_n от x при $n = 1,3247$ и различных значениях параметра дифракции. Цифры у кривых — значения ρ ; (б) Распределение поглощенной энергии внутри частицы с $\rho = 60$, $n = 1,3247$ и различных значениях показателя поглощения. Цифры у кривых — значения x .

дифракции принимает очень высокие значения ($\rho \approx 50 + 60$). При таких значениях параметра дифракции в суммах (I.1) и (I.2) необходимо удерживать очень большое число членов (порядка $1,5 \rho + 10$).

На рис.6.1-б приведена зависимость $\lambda Q/I_0(q)$ вдоль диаметра частицы, совпадающего с направлением падающего пучка ($\beta = 0^\circ - 180^\circ$). Из рисунка видно, что при высоких значениях ρ и $\mathcal{K} = 10^{-3} + 10^{-2}$ существенные колебания количества выделяющегося тепла имеют место главным образом вблизи поверхности частицы. В центральной зоне выделение тепла происходит практически равномерно. Из графика видно также, что при увеличении показателя поглощения в десять раз от 10^{-3} до 10^{-2} выделение тепла возрастает примерно в два раза, причем в теневой полусфере частицы сильнее, чем в освещенной. Дальнейший рост $\mathcal{K}$ приводит к тому, что основная часть энергии поглощается в освещенной полусфере вблизи поверхности частицы. Зависимость $\lambda Q/I_0(q)$ становится монотонной, резко убывающей. Хотя, как следует из рис.6.1-а, при увеличении $\mathcal{K}$ выше некоторого определенного значения ($\mathcal{K} \approx 0,02 + 0,04$), эффективное сечение поглощения не возрастает, но при этом происходит сильное перераспределение энергии, поглощаемой внутри частицы. Если бы удалось увеличить показатель поглощения вещества частицы до значений $\mathcal{K} \approx 0,1 + 0,5$, то при неизменной величине эффективного сечения поглощения все падающее на частицу излучение поглотилось бы у ее освещенной поверхности и можно было бы получить значительный местный эффект.

Однако анализ численных результатов показывает, что тепловое действие излучения с $\lambda = 0,6943$ мкм и $\lambda = 1,0621$ мкм в случае больших частиц даже при $\mathcal{K} \geq 0,05$ оказывается незначительным. Если же $\mathcal{K} < 0,05$, то тепловым эффектом можно пренебречь. В случае освещения слабо поглощающих или непоглощающих частиц световым пучком достаточной мощности могут возникать другие, более сложные, но не менее важные эффекты.

Вопрос о воздействии излучения мощных твердотельных лазеров на прозрачные диэлектрики, кристаллы и жидкости уже давно привлекает внимание исследователей [24-28]. Это объясняется тем, что сфокусированный лазерный луч достаточно высокой интенсивности ($\sim 10^7 - 10^9$ Вт/см²) в прозрачных диэлектриках и кристаллах вызывает вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), сопровождающееся также их повреждением и разру-

нением [26-28]. В жидкостях наряду с ВРМБ могут возникать явления кавитации и диэлектрического пробоя [24-25]. Природа всех этих явлений пока еще полностью не выяснена. Обсуждаются различные возможные механизмы [29]: поглощение возникающих при ВРМБ акустических волн, образование плазмы и т.д.

При взаимодействии потока энергии с веществом в ограниченном объеме внутри прозрачных частиц сферической формы происходит концентрация его в отдельных точках. При этом создается локальная плотность потока энергии в десятки раз превышающая плотность мощности падающего на частицу излучения. В результате этого вероятность появления указанных выше нелинейных эффектов значительно повышается.

С целью выяснения вопроса о возможности возникновения нелинейных эффектов в крупных непоглощающих частицах нами исследовано распределение в них плотности потока энергии, а также влияние на это распределение небольших изменений показателя поглощения и показателя преломления вещества частицы [30]. Распределение электромагнитного поля внутри частиц небольших размеров ($a/\lambda = 0,5 - 5$) рассматривалось в [12].

Поскольку наибольшая неоднородность распределения энергии имеет место в точках вдоль диаметра частицы, параллельного направлению падающего пучка, ниже приводятся результаты расчетов только для этого направления. На рис. 6.2 и 6.3 представлены зависимости отношения интенсивности излучения внутри частицы I к интенсивности падающего излучения I_0 от относительной координаты $q = z/a$. Из графиков $I/I_0(q)$ следует, что для крупных частиц рассматриваемая зависимость имеет осциллирующий характер вблизи поверхности частицы, в центральной ее части осцилляции сильно сглажены. С увеличением ρ число экстремумов вблизи поверхности возрастает. Осцилляции имеют максимальную величину в теневой полусфере частицы. При этом наиболее высокий максимум в теневой полусфере ($q > 0$) в 1,5-7 раз выше максимума в освещенной полусфере ($q < 0$). Например, для $\rho = 30$ в теневой полусфере $I/I_0 \approx 23,5$, а в освещенной $I/I_0 \approx 3,5$. При $\rho = 60$ $I/I_0 \approx 17$ в освещенной полусфере и $I/I_0 \approx 28$ в теневой.

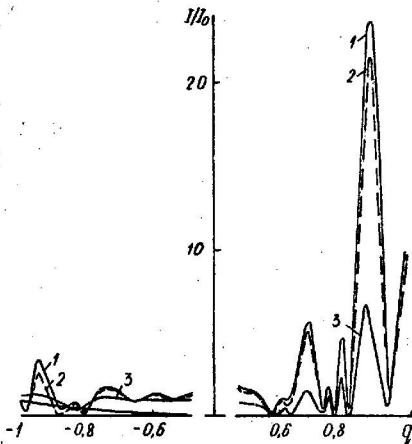


Рис.6.2 Распределение интенсивности излучения внутри частицы с $\rho = 30$, $n = 1,3247$; $\alpha = 2,8 \cdot 10^{-6}$ (1); 10^{-3} (2) и 10^{-2} (3).

С увеличением параметра дифракции самый высокий максимум отношения интенсивностей I/I_0 в теневой полусфере частицы сдвигается от ее поверхности к центру. Если для $\rho = 30$ этот максимум располагается при $q = (0,87-0,88)$, то для $\rho = 60$ при $q = (0,82-0,84)$. С помощью рис.6.2 и 6.3 можно проследить также изменение распределения плотности потока энергии при изменении показателя поглощения α и постоянном n .

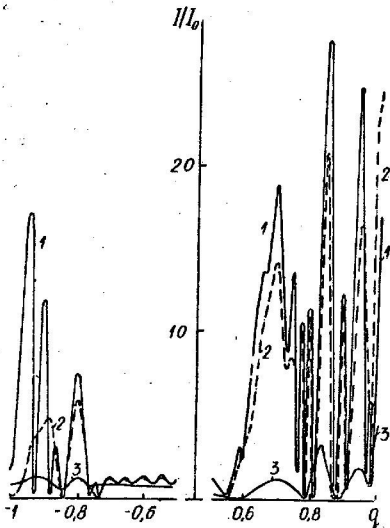


Рис. 6.3 Распределение интенсивности излучения
в частице с $\rho = 60$, $n = 1,3247$;
 $\mathcal{X} = 2,8 \cdot 10^{-6}$ (1); 10^{-3} (2); 10^{-2} (3)

Увеличение $\mathcal{X}$ от $2,8 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-3} , т.е. в 360 раз, не оказывает существенного влияния на распределение интенсивности. Положение максимумов и минимумов остается прежним. Величина отношения I/I_0 незначительно уменьшается в максимумах при $\rho = 30$ и несколько сильнее при $\rho = 60$. Дальнейшее увеличение $\mathcal{X}$ до 10^{-2} приводит к сильному уменьшению интенсивности в максимумах как вблизи поверхности, так и в центре частицы.

Величина отношения I/I_0 не превышает 9-10. Увеличение $\mathcal{E}$ еще в 10 раз (на рисунках не приведено) совершенно сглаживает все осцилляции, давая равномерное убывание I/I_0 от освещенной поверхности до теневой.

Таким образом, тепловые и нелинейные эффекты представляют собой как бы две конкурирующие группы явлений, своеобразным регулятором которых служит величина показателя поглощения. Чем больше $\mathcal{E}$, тем сильнее тепловое действие падающего на частицу излучения (рис. 6.1-б) и тем меньше вероятность появления нелинейных эффектов (рис. 6.2 и рис. 6.3) и наоборот.

До сих пор мы рассматривали зависимости $I/I_0(q)$ при различных значениях $\mathcal{E}$ и постоянном показателе преломления $n = 1,3247$. Однако, как показывают исследования, даже незначительное изменение n в случае больших прозрачных частиц оказывает сильное воздействие на величину и распределение интенсивности потока излучения. Как указывалось в начале параграфа, в рассматриваемой области спектра показатель преломления изменяется очень мало при переходе от одной длины волны к другой. Чтобы выяснить влияние малого изменения показателя преломления на отношение интенсивностей I/I_0 , на рис. 6.4 приведены зависимости $I/I_0(q)$ для $\rho = 45$ при трех значениях n в интервале $1,3247 \leq n \leq 1,3304$. Из рис. 6.4 видно, что увеличение n всего на 0,4% вызывает увеличения I/I_0 в отдельных точках в 1,6-1,7 раза.

Кривые I на рис. 6.2 и 6.4 соответствуют частицам с одинаковым радиусом $\alpha = 5$ мкм при освещении их светом длин волн $\lambda = 1,0621$ мкм и $\lambda = 0,6943$ мкм. Из сравнения этих кривых следует, что значения отношения I/I_0 в наиболее высоких максимумах увеличиваются в 1,4-1,5 раза для $\lambda = 0,6943$ мкм по сравнению с $\lambda = 1,0621$ мкм. Соответственно увеличивается и вероятность возбуждения акустических волн.

Таким образом, с точки зрения возможностей наблюдения нелинейных эффектов, использование излучения с $\lambda_1 = 0,6943$ мкм является более перспективным, чем с $\lambda_2 = 1,0621$ мкм по двум причинам: более высокий показатель преломления для λ_1 обес-

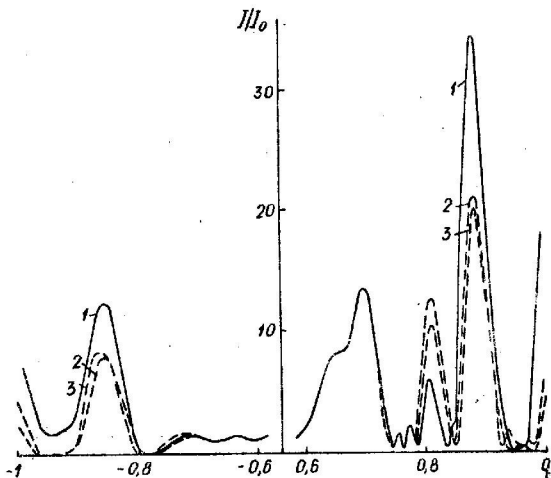


Рис.6.4 Распределение интенсивности излучения при $\rho = 45$, $\alpha = 10^{-8}$, $h = 1,3304$ (1), $1,3275$ (2) и $1,3247$ (3)

печивает более сильную фокусировку потока энергии при одинаковом ρ , а при одинаковом γ меньшей λ , соответствует более высокое значение ρ . Разумеется следует иметь в виду, что высота экстремальных значений I внутри крупных частиц довольно сильно осциллирует с изменением ρ и вторая часть высказанного утверждения относится к конкретной рассмотренной совокупности размеров частиц.

Из рассмотрения графиков, приведенных на рис.6.2-6.4, а также из анализа проделанных в работе многочисленных расчетов, следует вывод о том, что максимальная плотность мощности в некоторых точках внутри крупных непоглощающих частиц сферической формы может превышать плотность мощности в падающем на них пучке примерно в 30-35 раз. В [25] установлено, что пороговая плотность мощности, обеспечивающая возникновение таких нелинейных эффектов, как вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, акустические волны, диэлектрический пробой и т.д. составляет примерно 10^9 Вт/см² в случае жидкостей типа воды, бензола и т.п. Следовательно, в крупных непоглощающих частицах воды пороговая плотность мощности, необходимая для возникновения явлений указанного типа, снижается до $5 \cdot 10^7 - 10^8$ Вт/см².

Экспериментальные исследования взаимодействия излучения большой мощности с каплями воды были проведены в [31-33]. В [31] изучалось действие оптического излучения большой плотности с $\lambda = 1,06$ мкм на одиночную каплю воды размером $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ см. Установлено, что через некоторое время после начала облучения капля разрушается, причем, судя по большой скорости вырывающегося пара и мелких пузырьков, разрушение носит взрывной характер. Средняя пиковая интенсивность в фокусе в одном пучке была приблизительно равна 10^8 Вт/см², диаграмма направленности разлета капли имела вытянутую по направлению луча форму. Авторы [31] считают, что наблюдаемые эффекты объясняются локальным перегревом воды в точках с повышенной интенсивностью светового поля, и что разрушение капель является следствием взрыва воды в этих "горячих" точках. Разлет частиц в направлении распространения света они объясняют образованием горячих точек в основном вблизи теневой поверхности капли. Как легко убедиться, результаты работы [31] находятся в полном соответствии с выводами, независимо сделанными нами на основании расчетных данных.

В [32-33] также наблюдался взрыв капель воды радиусом 150-200 мкм при воздействии на них излучением ОКГ с длиной волны 2,36 мкм и пиковой плотностью мощности $\sim 2 \cdot 10^8$ Вт/см². Величина эффективной плотности энергии, приводящая к взрыву таких капель, оказалась в эксперименте примерно на порядок меньше

теоретических оценок порогового значения энергии, необходимого для теплового взрыва капли. Понижение порогового значения энергии, необходимой для взрыва, возможно за счет локального нагрева вещества капли в отдельных ее точках при возникновении акустических волн под влиянием мощного импульса излучения.

Изучение процесса взрыва капли с помощью скоростной киносъемки [33] показало, что он начинается всегда в одной и той же зоне капли, что также является экспериментальным подтверждением вывода о существовании высоких экстремумов в распределении энергии.

ГЛАВА II ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВНУТРИ ДВУСЛОЙНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

§ 7 Распределение энергии в прозрачных двуслойных частицах

В предыдущих параграфах рассмотрено распределение энергии внутри однородных сферических частиц. Однако во многих реальных случаях могут возникать частицы, имеющие довольно сложную внутреннюю структуру. При этом внутренние структурные образования могут иметь различные оптические свойства (ядро и цитоплазма в биологических клетках, ядра в молодых и патологических эритроцитах, нерастворимые ядра конденсации в частицах атмосферного аэрозоля и т.п.). Наиболее простой моделью, с помощью которой можно рассмотреть оптические свойства таких сложных частиц, является двуслойная сферическая частица с концентрически расположенным сферическим ядром. Весьма близкие к такой модели частицы образуются при переходе атмосферного водяного пара в капельно-жидкое состояние. Осаждение воды происходит на ядрах конденсации, многие из которых имеют нерастворимые включения. По данным [34-36] образовавшиеся таким образом двуслойные частицы весьма многочисленны и играют существенную роль в радиационном теплообмене и других процессах, происходящих в атмосфере.

Естественно, что форма ядер конденсации может отличаться от сферической [36], но так как их эффективные радиусы обычно не превосходят 1 мкм [37-40], то для упрощения задачи этим отличием можно пренебречь.

Задача нахождения электромагнитного поля и энергии внутри частиц выбранного типа решается на основе теории, описывающей дифракцию плоских электромагнитных волн на двуслойных сферических частицах с концентрическим ядром [41,42]. Согласно этой теории, аналитические выражения для составляющих электрических и магнитных полей в произвольной точке внутри частицы можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} E_z^i &= \frac{E_0 \cos \psi}{\kappa_i^2 z^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} C_\ell^* \ell(\ell+1) \psi_\ell(\kappa_i z) Q_\ell(\theta) \sin \theta, \\ E_\theta^i &= \frac{E_0 \cos \psi}{\kappa_i z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ C_\ell^* \psi_\ell'(\kappa_i z) S_\ell(\theta) + i B_\ell^* \psi_\ell(\kappa_i z) Q_\ell(\theta) \right\}, \\ E_\psi^i &= -\frac{E_0 \sin \psi}{\kappa_i z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ C_\ell^* \psi_\ell'(\kappa_i z) Q_\ell(\theta) + i B_\ell^* \psi_\ell(\kappa_i z) S_\ell(\theta) \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (7.1)$$

$$\left. \begin{aligned} H_z^i &= -\frac{E_0 \sin \psi}{\kappa_i k_0 z^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} B_\ell^* \ell(\ell+1) \psi_\ell(\kappa_i z) Q_\ell(\theta) \sin \theta, \\ H_\theta^i &= -\frac{E_0 \sin \psi}{\kappa_i z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ B_\ell^* \psi_\ell'(\kappa_i z) S_\ell(\theta) + i C_\ell^* \psi_\ell(\kappa_i z) Q_\ell(\theta) \right\}, \\ H_\psi^i &= -\frac{E_0 \cos \psi}{\kappa_i z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ B_\ell^* \psi_\ell'(\kappa_i z) Q_\ell(\theta) + i C_\ell^* \psi_\ell(\kappa_i z) S_\ell(\theta) \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (7.2)$$

$$\left. \begin{aligned} E_z^2 &= \frac{E_0 \cos \psi}{\kappa_z^2 z^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} \ell(\ell+1) \left\{ C_\ell^{*2} \psi_\ell(\kappa_z z) + C_\ell^2 \xi_\ell(\kappa_z z) \right\} Q_\ell(\theta) \sin \theta, \\ E_\theta^2 &= \frac{E_0 \cos \psi}{\kappa_z z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\left\{ C_\ell^2 \xi_\ell'(\kappa_z z) + C_\ell^{*2} \psi_\ell'(\kappa_z z) \right\} S_\ell(\theta) + \right. \\ &\quad \left. + i \left\{ B_\ell^2 \xi_\ell(\kappa_z z) + B_\ell^{*2} \psi_\ell(\kappa_z z) \right\} Q_\ell(\theta) \right], \\ E_\psi^2 &= -\frac{E_0 \sin \psi}{\kappa_z z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\left\{ C_\ell^2 \xi_\ell'(\kappa_z z) + C_\ell^{*2} \psi_\ell'(\kappa_z z) \right\} Q_\ell(\theta) + \right. \\ &\quad \left. + i \left\{ B_\ell^2 \xi_\ell(\kappa_z z) + B_\ell^{*2} \psi_\ell(\kappa_z z) \right\} S_\ell(\theta) \right], \end{aligned} \right\} \quad (7.3)$$

$$\left. \begin{aligned}
 H_z^2 &= -\frac{E_0 \sin \psi}{\kappa_z \kappa_0 z^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} \ell(\ell+1) \left\{ B_\ell^z \xi_\ell(\kappa_z z) + B_\ell^{*z} \psi_\ell(\kappa_z z) \right\} Q_\ell(\theta) \sin \theta, \\
 H_\theta^2 &= -\frac{E_0 \sin \psi}{\kappa_0 z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\left\{ B_\ell^z \xi'_\ell(\kappa_z z) + B_\ell^{*z} \psi'_\ell(\kappa_z z) \right\} S_\ell(\theta) + \right. \\
 &\quad \left. + i \left\{ C_\ell^z \xi_\ell(\kappa_z z) + C_\ell^{*z} \psi_\ell(\kappa_z z) \right\} Q_\ell(\theta) \right], \\
 H_\psi^2 &= -\frac{E_0 \cos \psi}{\kappa_0 z} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\left\{ B_\ell^z \xi'_\ell(\kappa_z z) + B_\ell^{*z} \psi'_\ell(\kappa_z z) \right\} Q_\ell(\theta) + \right. \\
 &\quad \left. + i \left\{ C_\ell^z \xi_\ell(\kappa_z z) + C_\ell^{*z} \psi_\ell(\kappa_z z) \right\} S_\ell(\theta) \right].
 \end{aligned} \right\} \quad (7.4)$$

Здесь E_z^i , E_θ^i , E_ψ^i , H_z^i , H_θ^i , H_ψ^i — компоненты напряженностей электрического и магнитного полей внутри ядра, E_z^e , E_θ^e , E_ψ^e , H_z^e , H_θ^e , H_ψ^e — компоненты напряженностей электрического и магнитного полей внутри оболочки двуслойной частицы. Штрихи означают производные по аргументу, указанному под знаком функции. Коэффициенты в выражениях (7.1)–(7.4) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned}
 B_\ell^* &= m_1 m_2 i^{\ell-1} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{\eta_1 \cdot \eta_2}{\Delta_1}, \\
 B_\ell^z &= m_2 i^{\ell-1} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{\eta_2 \cdot \eta_3}{\Delta_1}, \\
 B_\ell^{*z} &= -m_2 i^{\ell-1} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{\eta_2 \cdot \eta_4}{\Delta_1},
 \end{aligned} \right\} \quad (7.5)$$

$$\text{где } \Delta_1 = \eta_3 \cdot \eta_6 - \eta_4 \cdot \eta_5 ; \quad (7.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \xi_e(\rho_1) \psi_e'(\rho_1) - \xi_e'(\rho_1) \psi_e(\rho_1), \\ \eta_2 &= \xi_e'(\rho_2) \psi_e(\rho_2) - \xi_e(\rho_2) \psi_e'(\rho_2), \\ \eta_3 &= \psi_e(m_1 \rho_1) \psi_e'(\rho_1) - m_1 \psi_e'(m_1 \rho_1) \psi_e(\rho_1), \\ \eta_4 &= \psi_e(m_1 \rho_1) \xi_e'(\rho_1) - m_1 \psi_e'(m_1 \rho_1) \xi_e(\rho_1), \\ \eta_5 &= \psi_e(m_2 \rho_2) \xi_e'(\rho_2) - m_2 \psi_e'(m_2 \rho_2) \xi_e(\rho_2), \\ \eta_6 &= \xi_e(m_2 \rho_2) \xi_e'(\rho_2) - m_2 \xi_e'(m_2 \rho_2) \xi_e(\rho_2). \end{aligned} \right\} \quad (7.7)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_e^* &= i^{\ell-1} \cdot \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{\eta_1 \cdot \eta_2}{\Delta_2}, \\ \rho_e^2 &= i^{\ell-1} \cdot \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{\eta_2 \cdot \bar{\eta}_3}{\Delta_2}, \\ \rho_e^{*2} &= -i^{\ell-1} \cdot \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot \frac{\eta_2 \cdot \bar{\eta}_4}{\Delta_2}, \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

$$\text{где } \Delta_2 = \bar{\eta}_3 \cdot \bar{\eta}_6 - \bar{\eta}_4 \cdot \bar{\eta}_5 ; \quad (7.9)$$

$K = \frac{2\pi}{\lambda} m$ — волновое число для вещества с комплексным показателем преломления $m = n - i\kappa$ и $K_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, причем K_1 и m_1 относятся к ядру, K_2 и m_2 — к оболочке двуслойной частицы, m_a — к окружающей частицу среде; $\rho_2 = \frac{2\pi r_2}{\lambda} m_2$,

$$\rho_2 = \frac{2\pi r_2}{\lambda} m_a, \quad m_1 = \frac{m_i}{m_2}, \quad m_2 = \frac{m_a}{m_2},$$

где r_1 и r_2 — радиусы ядра и всей частицы, r, θ, φ — координаты точки внутри частицы. Функции $\psi_e(z)$, $\xi_e(z)$, $Q_e(\theta)$ и $S_e(\theta)$ имеют тот же смысл, что и для однородных частиц. Выражения для $\bar{n}_i$ получаются из n_i : заменой m_j , не стоящих под знаком функции, на $1/m_j$.

В настоящем параграфе приведены некоторые результаты исследования распределения интенсивности излучения внутри двуслойных частиц, состоящих из твердого непоглощающего ядра с показателем преломления, изменяющимся от 1,4 до 1,7, и водной оболочки с показателем преломления $n_2 = 1,33$. При этом предполагалось, что частицы освещаются параллельным пучком неполяризованного излучения с длиной волны $\lambda = 0,6943$ мкм. Исследования, проведенные для так называемых метеорологических ядер конденсации с радиусами, меняющимися в интервале $0,1 \leq r_2 \leq 1$ мкм, показали, что распределение энергии внутри двуслойных частиц характеризуется значительно большей неоднородностью, чем в случае однородных частиц воды, имеющих такие же внешние размеры [43]. При этом самые высокие экстремумы в распределении интенсивности имеют место внутри частиц с наибольшим радиусом ядра $r_1 = 1$ мкм. Естественно, что именно этот случай и был выбран для более подробного рассмотрения.

На рис. 7.1 представлены результаты расчетов для частиц с ядрами фиксированного размера $r_1 = 1$ мкм, имеющими показатели преломления $n_1 = 1,4; 1,5; 1,6; 1,7$ при различной толщине оболочки. Графики рис. 7.1 представляют зависимости $I/I_0(q)$ вдоль диаметра, параллельного оси падающего пучка.

Для более наглядного представления проиллюстрирована дана шкала значений r_2/r_1 , на которой точка с $r_2/r_1 = 1$ соответ-

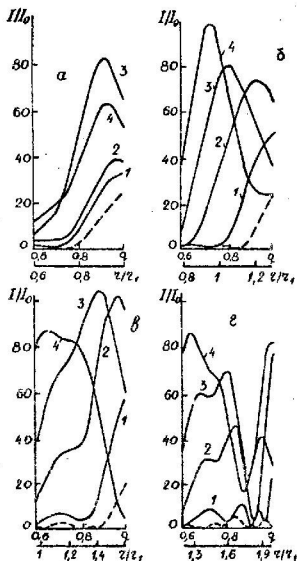


Рис. 7.1. Распределение интенсивности потока энергии в двухслойных частицах с $r_1 = 1$ мм; $n_2 = 1,33$; $x_1 = x_2 = 0$; при различных значениях отношения z_2/z_1 : а) $z_2/z_1 = 1$; б) $z_2/z_1 = 1,3$; в) $z_2/z_1 = 1,6$; г) $z_2/z_1 = 2$; 1 - $n_i = 1,4$; 2 - $n_i = 1,5$; 3 - $n_i = 1,6$; 4 - $n_i = 1,7$.

отвует границе ядра и оболочки. Как видно из хода кривых, отличие от однородной частицы воды весьма существенное. Из графиков, приведенных на рис.7.1, следует, что существенную роль в распределении энергии играют как относительные размеры ядра и оболочки, так и показатель преломления ядра. Наиболее высокие экстремумы имеют место для $n_i = 1,5 - 1,7$, но локализация их несколько отличается. Максимум интенсивности для $n_i = 1,5$ во всех рассмотренных нами случаях лежит ближе к поверхности частицы, а для $n_i = 1,6$ и $n_i = 1,7$ - ближе к ее центру.

В начале обводнения происходит повышение максимальных значений I/I_0 (примерно до $r_2/r_1 = 1,4 + 1,6$) и переход их из ядра в оболочку (ср. 7.1 а) и б)). Затем наблюдается уширение экстремумов и их трансформация. С дальнейшим ростом оболочки картина распределения энергии усложняется, число экстремумов $I(r, \theta)$ увеличивается. Когда внешний радиус частицы становится в 5 раз больше радиуса ядра (рис.7.2а), распределение энергии в водной оболочке приближается к ее распределению в однородной капле воды с таким же внешним радиусом. Влияние ядра в этом случае проявляется в некотором относительном смещении экстремумов и изменении их высоты. При толщинах оболочек, соответствующих величине отношения $r_2/r_1 = 8 + 10$, распределение энергии в двуслойных и однородных частицах практически совпадает (рис.7.2-б).

На рис.7.3 приведены графики зависимости максимальных значений интенсивности излучения внутри двуслойных частиц I_{max}/I_0 от отношения радиуса всей частицы к радиусу ее ядра r_2/r_1 при различных значениях показателя преломления $n_i = 1,4; 1,5; 1,7$.

Как видно из расположения расчетных точек на рис.7.3, зависимости I_{max}/I_0 от отношения r_2/r_1 имеют осциллирующий характер. Чтобы получить точный ход этих зависимостей, потребовалось бы по крайней мере вдвое большее количество расчетных точек, что связано с очень большими затратами машинного времени. Однако полученными нами данными вполне достаточно, чтобы уверенно построить усредненные, сглаженные кривые и оценить максимальные отклонения от них.

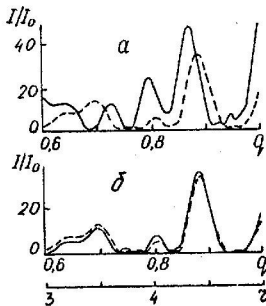


Рис. 7.2 Распределение интенсивности излучения в двуслойных частицах при а) $z_2/z_1=5$; $z_1=1$ мкм; б) $z_2/z_1=10$; $z_1=0,5$ мкм.

Сплошная кривая соответствует двуслойной частице с $n_1=1,5$, $n_2=1,33$, пунктирная - однородной частице воды.

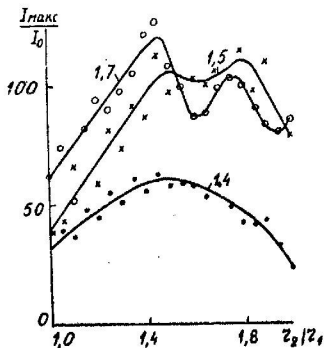


Рис. 7.3 Зависимости максимального значения интенсивности в двуслойной частице от отношения z_2/z_1 при $z_1=1$ мкм, $n_2=1,33$; $x_1=x_2=0$.

Цифры у кривых - значения показателя преломления ядра n_i .

Во всех рассмотренных нами случаях отклонения расчетных точек от усредненной кривой в основном не превышают 10% и лишь для отдельных точек доходят до 15-20%. Сглаженные кривые имеют достаточно четко выраженные экстремумы. Это позволяет определить область размеров оболочек и значений показателей преломления ядра, при которых должно иметь место максимальное снижение пороговой плотности мощности излучения, необходимой для возбуждения нелинейных эффектов, а также оценить во сколько раз может быть снижено это пороговое значение.

Наиболее простой ход зависимости $I_{\max}/I_0$ (z_2/z_1) имеет место в случае $n_i = 1,4$. Самые высокие значения $I_{\max}/I_0 \approx 60$ достигаются вблизи $z_2/z_1 \approx 1,4 + 1,5$.

При увеличении показателя преломления величина максимального значения интенсивности резко возрастает. В области значений отношения $z_2/z_1 \leq 1,50$ большему значению n_i соответствует и большее значение $I_{\max}/I_0$. Расчет дает при $z_2/z_1 = 1,4$ $I_{\max}/I_0 \approx 121$ для $n_i = 1,7$, $I_{\max}/I_0 \approx 95$ для

$n_i = 1,6$ и $I_{\max}/I_0 \approx 87$ для $n_i = 1,5$. При дальнейшем росте толщины водной оболочки значения $I_{\max}/I_0$ для $n_i = 1,7$ отягиваются меньше, чем для $n_i = 1,6$ и $n_i = 1,5$. Что же касается максимальных значений интенсивности для $n_i = 1,5$ и

$n_i = 1,6$, то они становятся почти равными. Начиная с $n_i = 1,5$, рассматриваемые зависимости имеют уже не один, а два максимума, локализованные при $z_2/z_1 \approx 1,5$ и $z_2/z_1 \approx 1,8$. При этих размерах оболочек достигается превышение $I_{\max}$ относительно I_0 в 110-120 раз.

В таблице I приведены полученные графическим путем данные о положении вершины наиболее высокого максимума интенсивности излучения внутри частицы и его полумширине. Как следует из этих данных, при показателе преломления ядра $n_i = 1,4$ максимум интенсивности локализуется на поверхности частицы, независимо от толщины оболочки. При $n_i = 1,5$ и $1,7$ он располагается тем дальше от внешней поверхности частицы, чем выше n_i и насколько смещается с ростом оболочки.

Таблица I

Положение и полуширина максимумов плотности потока энергии
внутри двуслойных частиц при $\lambda = 0,6943$ мкм, $\tau_1 = 1$ мкм,
 $n_2 = 1,33$, $\alpha_2 = 0$.

τ_2 (в мкм) \ n_i	Координата вершины максимума (в мкм)				Полуширина максимума (в мкм)			
	1,4	1,5	1,6	1,7	1,4	1,5	1,6	1,7
1,00	1,00	0,98	0,92	0,93	0,15	0,16	0,22	0,22
1,05	1,05	1,00	0,97	0,87	0,14	0,20	0,35	0,36
1,10	1,10	1,02	0,99	1,00	0,16	0,23	0,27	0,44
1,15	1,15	1,10	0,97	0,87	0,17	0,23	0,36	0,35
1,20	1,20	1,10	0,98	0,96	0,16	0,28	0,33	0,38
1,25	1,25	1,15	1,03	0,94	0,17	0,29	0,38	0,38
1,30	1,30	1,20	1,04	0,94	0,16	0,29	0,40	0,27
1,35	1,35	1,24	1,10	0,98	0,17	0,30	0,39	0,29
1,40	1,40	1,32	1,15	0,99	0,15	0,30	0,41	0,33
1,45	1,45	1,37	1,23	1,04	0,13	0,33	0,42	0,36
1,50	1,50	1,42	1,28	1,09	0,14	0,29	0,50	0,42
1,55	1,55	1,50	1,37	1,15	0,11	0,24	0,54	0,49
1,60	1,60	1,54	1,42	1,05	0,13	0,26	0,59	0,55
1,65	1,65	1,63	1,50	1,03	0,10	0,21	0,64	0,54
1,70	1,70	1,66	1,55	1,05	0,11	0,22	0,68	0,64
1,75	1,75	1,75	1,65	1,07	0,09	0,17	0,72	0,70
1,80	1,80	1,78	1,69	1,10	0,06	0,19	0,73	0,74
1,85	1,85	1,85	1,77	1,14	0,13	0,16	0,72	0,56
1,90	1,90	1,90	1,83	1,16	0,06	0,18	0,56	0,76
1,95	1,95	1,95	1,90	1,08	0,06	0,13	0,73	0,71
2,00	2,00	2,00	1,96	1,08				

Данные о полуширине максимума позволяют приблизительно судить о размерах области внутри частицы, в которой создаются оптимальные условия для возбуждения нелинейных эффектов. Как видно из таблицы, линейные размеры этой области составляют 5-15% от общего радиуса частицы при $n_i = 1,4$ и достигают 30-40% от радиуса частицы при $n_i = 1,7$.

В начале обводнения полуширина максимумов возрастает с увеличением толщины оболочки, а потом начинает убывать. Как координата вершины максимума, так и его полуширина могут осциллировать, особенно для высоких значений n_i .

Полученные в настоящей работе результаты приводят к выводу о том, что вероятность возникновения нелинейных эффектов типа вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, акустических волн и т.д. в малых частицах атмосферного аэрозоля, которые в большинстве своем являются двуслойными, не ниже, а даже выше, чем в однородных частицах воды. Необходимая для их возникновения пороговая плотность мощности для значительной доли частиц снижается до 10^7 Вт/см², что вполне достижимо в условиях современного эксперимента.

Появление внутри двуслойной частицы областей, в которых концентрация энергии почти на два порядка выше, чем в падающем на нее пучке и в несколько раз выше, чем в соответствующей однородной частице воды, по-видимому, можно объяснить изменением оптических свойств частицы, связанным с наличием ядра, оптическая плотность которого выше, чем оптическая плотность оболочки. Прежде всего это проявляется в том, что оптически более плотное сферическое ядро оказывает фокусирующее действие на проходящий через часть периферийный луч.

Как следует из рис. 7.4, наличие оптически более плотного ядра приводит к перераспределению энергии внутри частицы. По всем направлениям в освещенной полусфере и в большей части теневой полусферы поток энергии в оболочке двуслойной частицы выше, чем в соответствующей зоне такой же по размеру однородной капли воды. Но зато в малом интервале углов близких к оси пучка ($30^\circ < \theta < 40^\circ$), в теневой полусфере двуслойной частицы

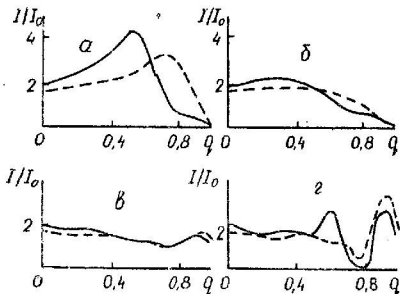


Рис. 7.4 Зависимости $I/I_0(q)$ при различных значениях угла рассеяния $\beta = (180^\circ - \theta)$: а) $\beta = 40^\circ$; б) $\beta = 80^\circ$; в) $\beta = 140^\circ$; г) $\beta = 180^\circ$; $\tau_1 = 1$ мкм; $\tau_2 = 1,5$ мкм; $m_1 = 1,5$; $m_2 = 1,33$. Сплошные линии соответствуют двуслойной частице, пунктирные – однородной капле воды.

наблюдается очень резкое повышение интенсивности по сравнению с каплей воды. Аналогичные явления, хотя и менее резко выражены, имеют место для двуслойных частиц с ядрами меньших размеров.

§ 8 Распределение энергии внутри двуслойных частиц со слабопоглощающими ядрами

В ряде случаев ядра двуслойных частиц могут обладать небольшим поглощением, тогда как оболочка остается непоглощающей. Сочетание поглощающего ядра с непоглощающей оболочкой приводит к определенным изменениям распределения энергии внутри таких частиц. Увеличение поглощения в ядре приводит к заметному сглаживанию экстремумов и, следовательно, к снижению вероятности

возникновения нелинейных эффектов. Соответственно повышается роль тепловых эффектов.

Примеры полученных зависимостей распределения интенсивности излучения I/I_0 от относительного расстояния $q = r/r_2$ приведены на рис.8.1 для двух значений радиуса ядра при разном поглощении и меняющейся толщине оболочки. Как и раньше, предполагается, что частицы освещаются параллельным пучком неполяризованного излучения с $\lambda = 0,6943$ мкм. Графики, представленные на рис.8.1, относятся к той области значений q , где осцилляции интенсивности максимальны. Из хода кривых следует, что наличие поглощения приводит к снижению значений интенсивности излучения внутри частиц. Для меньших радиусов ядер ($r_2 = 0,5$ мкм) этот эффект выражен гораздо слабее, чем для крупных ($r_2 = 1$ мкм). Например, при переходе от показателя поглощения ядра $\alpha_i = 0$ к $\alpha_i = 0,01$ при $r_2/r_1 = 1,3$ для $r_2 = 0,5$ мкм максимальное значение интенсивности излучения в частице снижается примерно на 13-15%, а в частице с $r_2 = 1$ мкм - на 25-30%. При величине отношения $r_2/r_1 = 1,6$ наблюдается понижение максимума интенсивности на 7% и 15% соответственно. При переходе от $\alpha_i = 0$ к $\alpha_i = 0,05$ максимум интенсивности понижается в 1,65 раза для $r_2 = 0,5$ мкм и в 2,5 раза при $r_2 = 1$ мкм в случае $r_2/r_1 = 1,3$. Для $r_2/r_1 = 1,6$ $I_{\max}$ снижается соответственно в 1,4 и 1,8 раза. Тем не менее при $\alpha_i \leq 0,05$ максимальные значения интенсивности излучения в рассматриваемом сечении все еще останутся существенно более высокими, чем в однородной непоглощающей капле воды такого же размера.

Для частиц с ядрами, имеющими показатель преломления $n_i = 1,7$ в начальный период обводнения максимумы интенсивности излучения выше, чем в частицах, ядра которых имеют $n_i = 1,5$ (рис.8.2). При некоторой толщине оболочки, существенно зависящей от величины α_i , максимумы интенсивности в обоих случаях становятся примерно одинаковыми, а при дальнейшем ее росте значения $I_{\max}$ для $n_i = 1,5$ оказываются более высокими, чем для $n_i = 1,7$. Одинаковые значения $I_{\max}$ имеют место (при $r_2 = 1$ мкм) для $\alpha_i = 0,01$ вблизи $r_2/r_1 = 1,5$; для $\alpha_i = 0,05$ вблизи $r_2/r_1 = 1,35$ и для $\alpha_i = 0,1$ вблизи $r_2/r_1 = 1,2$. Очевидно

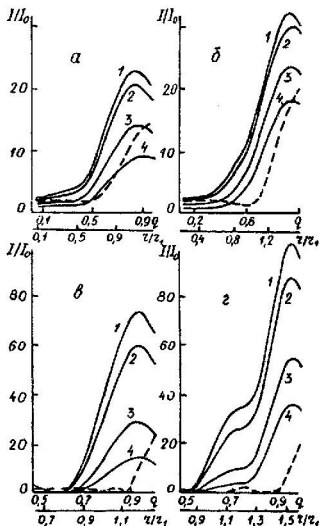


Рис.8.1. Распределение интенсивности излучения в двуслойных частицах с $\tau_1 = 0,5 \mu\text{м}$ (а, б) и $\tau_1 = 1 \mu\text{м}$ (в, г) при $n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,33$, $X_2 = 0$ и значениях отношения $\tau_2/\tau_1 = 1,3$ (а, в) и $\tau_2/\tau_1 = 1,6$ (б, г). Кривые соответствуют значениям X_i : 1 - 0; 2 - 0,01; 3 - 0,05; 4 - 0,1; пунктирная линия - однородной капли воды.

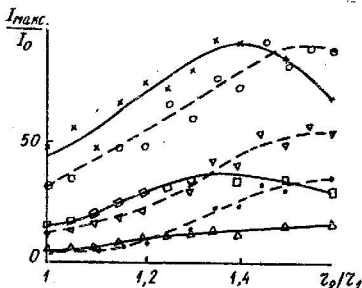


Рис.8.2 Зависимость максимального значения интенсивности от z_2/z_1 при $z_1=1$ мкм; $n_2=1,33$; $\alpha_2=0$. Сплошные линии соответствуют $n_1=1,7$, пунктирные - $n_1=1,5$. 1 - $\alpha_i=0,01$; 2 - $\alpha_i=0,05$; 3 - $\alpha_i=0,1$.

увеличение толщины оболочки сверх указанных значений приводит к снижению фокусирующего действия ядра с более высоким n_1 . Этот факт уже отмечался при рассмотрении рис.7.3 для случая непоглощающих ядер. Наличие поглощения еще больше уменьшает область размеров оболочек, в пределах которой ядра с более высоким показателем преломления создадут более высокие концентрации энергии.

Кривые, приведенные на рис.8.2, получены таким же образом, как и на рис.7.3. Они дают представление о сглаживающем влиянии поглощения на ход кривых, изображающих зависимости $I_{max}/I_0(z_2/z_1)$. Если для первой пары кривых, соответствующих $\alpha_i=0,01$, максимальные относительные отклонения расчетных точек от усредненной кривой лежат в пределах 10-15%, то для $\alpha_i=0,05$ эти отклонения не превышают 5-10%, а для $\alpha_i=0,1$ становятся меньше 5%.

Поскольку ядра рассматриваемых двуслойных частиц являются поглощающими, представляет интерес выяснить характер распределения тепла, выделяющегося в ядре, при увеличении толщины оболочки. Наиболее простая картина распределения выделяемого тепла в ядре наблюдается в случае малых ядер ($\gamma_1 = 0,1$ мкм). Этот случай и приведен на рис.8.3, где представлено распределение поглощенной энергии вдоль диаметра ядра, совпадающего с направлением падающего света. При увеличении толщины оболочки до значений отношения $\tau_2/\tau_1 = 2$ количество выделяющегося тепла во всех точках рассматриваемого сечения возрастает. С ростом оболочки до $\tau_2/\tau_1 = 2,5$ количество тепла, выделяющееся в освещенной полусфере, растет, а в теневой становится меньше, чем при $\tau_2/\tau_1 = 2$.

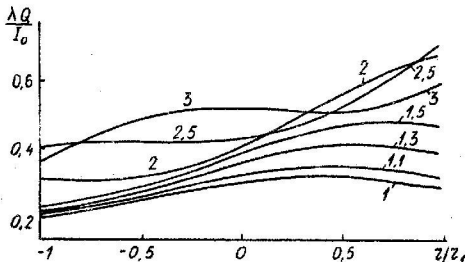


Рис.8.3 Распределение поглощенной энергии в ядре двуслойной частицы при $\gamma_1 = 0,1$ мкм; $n_1 = 1,5$; $\alpha_1 = 0,01$; $n_2 = 1,33$; $\alpha_2 = 0$. Цифры у кривых - значения τ_2/τ_1 .

Дальнейшее увеличение толщины оболочки не приводит к общему повышению кривых. Происходит лишь перераспределение тепла между участками в освещенной и теневой части ядра.

Полученную зависимость можно качественно сопоставить с поведением интегральной характеристики частицы - ее эффективного сечения поглощения $\sigma_n^{\text{эф}}$ - при $\gamma_1 = 0,1$ мкм, $n_1 = 1,5$ -

- $i0,01$ и $m_2=1,33 - i0$ и изменяющейся толщине оболочки. Эффективное сечение поглощения при увеличении толщины оболочки возрастает до некоторого асимптотического значения, которое при указанных параметрах достигается при $\eta_e/\gamma \approx 2,5-2,6$. Дальнейший рост толщины оболочки сопровождается лишь осцилляциями σ_{eff} около этого значения. Примерно такая же ситуация наблюдается и в распределении количества тепла вдоль диаметра ядра.

При увеличении радиуса ядра двуслойной частицы картина распределения количества поглощенной энергии внутри ядра усложняется. Сильно осциллирующий характер зависимостей исключает возможность сопоставления с интегральными характеристиками поглощения.

§ 9 Влияние оптических постоянных и размеров оболочек на распределение энергии внутри двуслойных частиц

В реальных ситуациях может оказаться, что ядро является непоглощающим, а оболочка поглощает излучение данной длины волны. В случае атмосферного аэрозоля это может быть обусловлено растворением в воде каких-либо поглощающих примесей.

На рис.9.1 представлено распределение интенсивности излучения в двуслойных частицах с непоглощающими ядрами двух размеров для различных значений показателя поглощения и толщины оболочки. Наличие поглощения в оболочке, как и поглощение в ядре, понижает плотность потока излучения внутри частицы. Уменьшение интенсивности, как и раньше, гораздо сильнее в случае ядер большего радиуса. Например, при переходе от показателя поглощения оболочки $\chi_2=0$ к $\chi_2=0,01$ максимальная интенсивность излучения при фиксированном значении отношения $\eta_e/\gamma=1,3$ уменьшается на 7% для $\gamma=0,5$ мкм и на 15% для $\gamma=1$ мкм. Увеличение χ_2 до значения $\chi_2=0,05$ сопровождается снижением I_{max} для $\gamma=0,5$ мкм в 1,4 раза, а для $\gamma=1$ мкм - в 2,2 раза. Переход к показателю поглощения $\chi_2=0,1$ понижает максимальное значение интенсивности в 1,9 и 4 раза, соответственно.

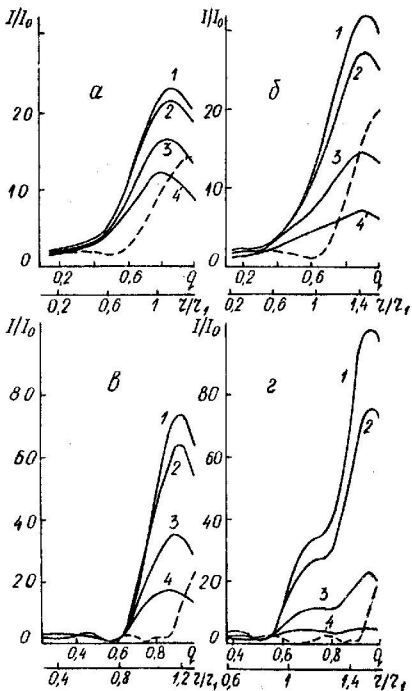


Рис.9.Г. Распределение интенсивности излучения в частицах с $\gamma_1 = 0,5$ мкм (а,б) и 1 мкм (в,г) при $n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,33$, $x_1 = 0$, $z_2/z_1 = 1,8$ (а,в) и 1,5 (б,г), $x_2 = 0(1)$; 0,01(2); 0,05(3); 0,1(4). Пунктирная линия соответствует однородной капле воды.

Увеличение толщины поглощающей оболочки приводит к резкому снижению максимальной интенсивности излучения. При переходе от $\alpha_2=0$ к $\alpha_2=0,05$ для $\tau_1=1$ мкм максимальное значение интенсивности уменьшается в 1,5 раза при $\tau_2/\tau_1=1,2$, в 2,9 раза при $\tau_2/\tau_1=1,4$ и в 4,6 раза при $\tau_2/\tau_1=1,6$. В случае относительно тонких оболочек с $\tau_2/\tau_1 \leq 1,3$ при $\alpha_2=0,05$ максимальные значения интенсивности в двуслойных частицах еще остаются существенно более высокими, чем в капле воды такого же размера. При увеличении толщины оболочек до $\tau_2/\tau_1=1,6$ максимумы интенсивности в двуслойных частицах с радиусом ядра $\tau_1=0,5$ мкм превосходят максимумы интенсивности в соответствующих каплях воды уже только при $\alpha_2 \leq 0,01$. В случае $\tau_1=1$ мкм максимальные значения интенсивности еще и при $\alpha_2 \leq 0,05$ остаются более высокими, чем в капле воды.

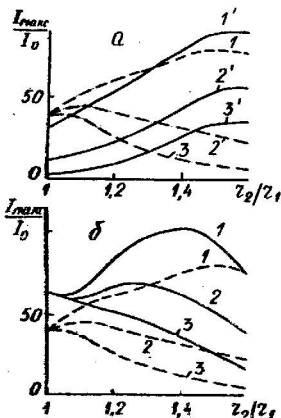


Рис.9.2 Зависимости $I_{\max}/I_0$ от τ_2/τ_1 при $\tau_1=1$ мкм,

$n_2=1,33$; 1 - $\alpha_2=0,01$;
2 - $\alpha_2=0,05$; 3 - $\alpha_2=0,1$;
1' - $\alpha_i=0,01$; 2' - $\alpha_i=0,05$;
3' - $\alpha_i=0,1$.

а) $n_i=1,5$. Сплошные кривые - $\alpha_i \neq 0$, $\alpha_2=0$; пунктирные - $\alpha_i=0$, $\alpha_2 \neq 0$.

б) $\alpha_i=0$. Сплошные кривые $n_i=1,7$, пунктирные - $n_i=1,5$.

На рис.9.2-а представлены результаты сравнения действия поглощающего ядра и поглощающей оболочки на максимальные эв-

чения плотности потока энергии внутри двуслойной частицы с $n_i = 1,5$ (в точках ее диаметра, совпадающего с направлением светового пучка). Кривые на рис.9.2 получены таким же образом, как и на рис.7.3 и 8.2. Из рисунка видно, что в начальный период образования поглощающей оболочки, когда ее толщина еще невелика, понижающее действие поглощения в оболочке на величину максимальной интенсивности излучения внутри частицы меньше, чем действие поглощающего ядра. Это соотношение сохраняется до значений $z_2/z_1 \approx 1,35-1,37$ при $x_i = 0,01$, $z_2/z_1 \approx 1,32$ при $x_i = 0,05$ и до $z_2/z_1 \approx 1,30$ при $x_i = 0,1$. То есть практически независимо от величины показателя поглощения вещества ядра, при толщине поглощающей оболочки, составляющей третью часть от радиуса ядра, ее влияние становится преобладающим. Дальнейшее увеличение толщины оболочки приводит к тому, что ее действие на отношение интенсивностей превосходит действие ядра с радиусом $r_1 = 1$ мкм. А при $z_2/z_1 \geq 1,45$ влияние оболочки с показателем поглощения $x_2 = 0,05$ становится сильнее, чем влияние ядра с показателем поглощения $x_i = 0,1$.

Аналогичные исследования проводились и для других значений показателя преломления в ядре. При показателе преломления ядра $n_i = 1,7$ и значениях отношения радиуса частицы к радиусу ядра $z_2/z_1 \leq 1,6$ максимальные значения интенсивности в двуслойных частицах, имеющих непоглощающее ядро и поглощающую оболочку, превышают максимумы интенсивности в частицах с таким же поглощением в ядре и прозрачной оболочкой пока x_i и $x_2 \leq 0,05$. Это, по-видимому, объясняется тем, что в указанном интервале значений z_2/z_1 , толщина поглощающей оболочки еще недостаточна для того, чтобы нейтрализовать фокусирующее действие ядра с показателем преломления $n_i = 1,7$. При $x_i = 0,1$ и $z_2/z_1 = 1,6$ $I_{\max}$ в частицах с поглощающим ядром выше, чем соответствующая величина в частице с поглощающей оболочкой.

Непосредственное сравнение влияния величины поглощения в оболочке на максимумы плотности потока энергии в двуслойных частицах с $n_i = 1,5$ и $n_i = 1,7$, $x_i = 0$ проведено на рис.9.2-б. Из хода кривых видно, что при $x_2 = 0,05$ и $x_2 = 0,1$ более высокие максимальные значения интенсивности излучения имеют место

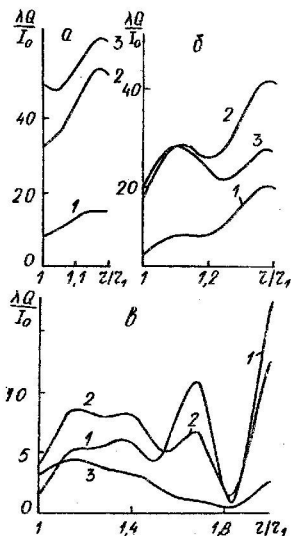


Рис. 9.3 Распределение поглощенной энергии в оболочке двуслойной частицы при $z_1 = 1$ мкм;
 $n_1 = 1,5$; $\alpha_1 = 0$; $n_2 = 1,33$; 1 - $\alpha_2 = 0,01$;
 2 - $\alpha_2 = 0,05$; 3 - $\alpha_2 = 0,1$;
 а) $z_1/z_1 = 1,2$; б) $z_1/z_1 = 1,4$; в) $z_1/z_1 = 2$.

в частице с показателем преломления $n_i = 1,7$. В случае $x_2 = 0,01$ аналогичная картина наблюдается до значения $\tau_2/\tau_1 \approx 1,59$, а затем в частицах с показателем преломления $n_i = 1,5$ максимальное значение интенсивности излучения становится несколько выше. Заметим, что при $\tau_2/\tau_1 > 1,46$ значения $I_{\text{макс}}$ для $n_i = 1,7$ и $x_2 = 0,1$ становится ниже, чем для $n_i = 1,5$ и $x_2 = 0,05$.

Сопоставим полученные картины распределения плотности потока энергии с распределением тепла, выделяющегося в оболочке. Оно, естественно, зависит от ее размеров и оптических постоянных. В качестве примера на рис.9.3 представлено распределение тепла в оболочке двуслойной частицы при различных значениях ее показателя поглощения и толщины. Длина волны падающего на частицу излучения по-прежнему $\lambda = 0,6943$ мкм. На рисунке приведена только та зона внутри частицы, где величина $\lambda Q/I_0$ достигает наибольших значений (оболочки в теневой полусфере частицы). Количество тепла, выделяющегося в освещенной части оболочки, меньше, чем в теневой. Оно несколько повышается с увеличением поглощения оболочки, но, тем не менее, не представляет практического интереса в рассмотренной области размеров двуслойных частиц. Из рис.9.3 видно, что при увеличении показателя поглощения оболочки x_2 от 0,01 до 0,1 рост толщины оболочки, начиная с $\tau_2/\tau_1 = 1,3-1,4$, приводит к уменьшению количества тепла, выделяющегося в теневой части оболочки. Например, при $\tau_2/\tau_1 = 1,2$ в случае $x_2 = 0,1$ выделяется больше тепла, чем при $x_2 = 0,01$ и $x_2 = 0,05$, и в освещенной и в теневой части оболочки. При

$\tau_2/\tau_1 = 1,4$ в освещенной части это соотношение сохраняется, а в теневой выделяется большее количество тепла при $x_2 = 0,05$. В случае же $\tau_2/\tau_1 = 2$ в некоторых областях теневой части оболочки наибольшее количество тепла выделяется уже при $x_2 = 0,01$. Это можно объяснить тем, что с увеличением толщины поглощающей оболочки излучение, проникающее внутрь частицы, проходит все возрастающую толщу освещенной части оболочки, испытывая при этом все большее ослабление. Естественно, что энергия, поглощаемая при этом тем больше, чем выше показатель поглощения оболочки. До теневой части оболочки доходит все меньшее количество энергии. Количество выделяемого тепла уменьшается.

1. Л.А.Пирузян, Л.С.Евсеевко, В.Н.Глезер и др. Экспер.хир. и анестезиол., № 6, 10, 1967.
2. Minton J. P., Ketcham A. S. J. Surg. Gynecol. Obstetrics., 121, N3, 542, 1965.
3. Н.Д.Девятков, В.П.Беняев. Тезисы докл. Всесоюзного симп. "Биологич. и противоопух. действие излучения лазеров". М., 1971, с.9-11.
4. Н.Ф.Гамалея. Лазеры в эксперименте и клинике. Из-во "Медицина", М., 1972.
5. Н.Ф.Гамалея, О.Ф.Пасечник. Бюлл.экспер.биол. и мед., № 2, 58, 1969.
6. В.Е.Зуев. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. Изд. "Советское радио", 1970.
7. Mullaney U. J., Christiansen W. H., Russel D. A. Appl. Phys. Lett., 13, N4, 145, 1968; A2AA Paper, N670, 7, 1969.
8. Williams J. A. Intern. Journ. of Heat and Mass Transfer, 8, N4, 575, 1965.
9. Sutton C. W. A2AA Journ., 8, N10, 1907, 1970.
10. Hlicker J. L. Appl. Opt., 10, N3, 1971.
11. В.А.Погодзин. Тепловое действие оптического излучения на частицы аэрозоли. Автореферат дисс., 1973.
12. В.Н.Полидаев. Онт. и спектр., 31, в.3, 473, 1971.
13. К.С.Шифрин. Рассеяние света в мутной среде. ИИТА., М.-Л., 1951.
14. Дейриенджан. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. "Мир", М., 1971.
15. А.П.Припывако, Е.М.Науманю. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами. Дранпринт ИО АН БССР, Минск, 7-2, 1972.

16. И.Л.Зельманович, К.С.Шифрин. Таблицы по светорассеянию, т. I-4. Гидрометеиздат. Л.
17. К.С.Шифрин, Ж.К.Золотова. Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 2, № 12, 1311, 1966.
18. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики, стр. 33. Изд. "Наука", 1970.
19. Goldstein M., Thaler R. M. *MTAC*, N66, 102, 1959.
20. А.П.Пришивалко, Л.Г.Астафьева. Журнал прикладной спектроскопии, 16, № 2, 344, 1972.
21. P. Kafalas, A. P. Ferdinand, Jr. *Appl. Opt.*, 12, N1, 29, 1973.
22. А.П.Пришивалко, Л.Г.Астафьева. ДАН ВССР, 16, № 4, 305, 1972.
23. А.П.Пришивалко, Л.Г.Астафьева. ДАН ВССР, 16, № 5, 404, 1972.
24. Brum R. H., Ruckhoff X. E. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 334a, 1964.
25. Harnire E., Townes C. H. *Appl. Phys. Lett.*, 5, 84, 1964.
26. Giuliano C. R. *Appl. Phys. Lett.*, 5, 137, 1964.
27. Hauger D. W. *Brit. J. Appl. Phys.*, 16, 751, 1965.
28. Whiteman P., Wilson G. W. *Nature*, 208, 66, 1965.
29. В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. УФН, 98, № 3, 441, 1969.
30. Л.Г.Астафьева. Журнал прикладной спектроскопии. 18, № 3, 470, 1973.
31. В.В.Баринов, С.А.Сорокин. Квантовая электроника, № 2, I, 1973.
32. В.В.Костин, В.А.Погодаев, С.С.Хмелевцов, Л.К.Чистякова. II Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Томск, 1973, стр. 310.

33. В.А.Погодаев, Л.К.Чистякова. П Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Томск, 1973, стр. 313.
34. Г.В.Розенберг. Изв. АН СССР, сер.Физика атмосферы и океана. 3, № 9, 936, 1967.
35. Г.В.Розенберг. УФН, 95, № I, 159, 1968.
36. Ю.С.Седунов. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. Гидрометеоиздат, Л., 1972.
37. Х.Юнге. Химический состав и радиоактивность атмосферы. ИЛ., 1965.
38. Б.Дж.Мейсон. Физика облаков. Гидрометеоиздат, 1961.
39. Р.Кейди. Твердые частицы в атмосфере и космосе. Из-во "Мир", Москва, 1969.
40. А.Х.Хргиан. Физика атмосферы. Гидрометеоиздат, 1969.
41. К.С.Шифрин. Изв. АН СССР, сер.геофизическая, № 2, 15, 1952.
42. *Aden a. L., Kerker m. J. Appl. Phys., 22, N10, 1242, 1951.*
43. Л.Г.Астафьева, А.П.Пришивалко, С.В.Гладкая, ЖПС, 20, № 2, 287, 1974.