

## Характеристики светорассеяния и фактор эффективности радиационного давления для сферического микроочага лазерной плазмы оптического пробоя

М.В. Журавлев\*

Университет наук и технологий в Намгу, Южная Корея  
Тель-Авивский Университет, факультет точных наук, Израиль

Поступила в редакцию 04.08.2008 г.

Рассмотрены осцилляции и резонансные режимы характеристик светорассеяния для сферического очага лазерной плазмы, получаемой путем оптического пробоя на затравочных частицах субмикронной фракции аэрозоля. Рассмотрены условия для увеличения эффективности радиационного давления лазерного излучения на плазменную сферу. Показано, что амплитудная модуляция интенсивности рассеяния происходит за счет последовательного прохода резонансных частот амплитуд парциальных волн плазменной сферы. Основной вклад в интенсивность рассеяния вносит малоугловое рассеяние. С помощью асимптотического приближения Дебая были получены трансцендентные уравнения для определения собственных частот сферы при комплексном показателе преломления  $|m| \leq 1$ .

*Ключевые слова:* светорассеяние, частицы аэрозоля, оптический пробой.

### Введение

Одним из самых информативных дистанционных методов диагностики и контроля микрофизических характеристик высокодисперсного аэрозоля является диагностика аэрозольных частиц и веществ в газовой фазе по эмиссионному спектру плазмы оптического пробоя (ОП) вокруг аэрозольной частицы в поле мощного лазерного излучения [1]. Плазменные сгустки ОП в воздухе в присутствии аэрозольных капель зарождаются под действием сфокусированного импульсного излучения на длине волны накачки  $\lambda_p = 0,532$  мкм при пороговой интенсивности  $0,4$  ГВт/см<sup>2</sup> [1].

Экспериментально установлено, что плазменный сгусток ОП, образованный сфокусированным излучением Nd<sup>3+</sup> импульсного лазера, имеет сферическую форму с плотностью электронов  $N_e \approx 7 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует полностью ионизованной плазме с электронной температурой 4 эВ. Пороговая энергия импульса длительностью 12,5 нс составляла 1,5 мДж. Измеренная индикатриса светорассеяния сгустком плазмы ОП соответствует индикатрисе рассеяния плоской электромагнитной волны на сферическом однородном плазменном шаре диаметром 9,3 мкм с комплексным показателем преломления  $m = 0,7 - i0,45$  [2].

Физический механизм образования плазмы ОП вокруг аэрозольной частицы, который состоит из

формирования расходящейся светоионизационной волны со сферически симметричным фронтом, экспериментально и теоретически изучен в [3]. Показано, что формирование плазменных сгустков происходит в три этапа. Отличительной чертой каждого являются различные значения комплексного показателя преломления плазмы на разных этапах формирования сгустка плазмы ОП [3].

Сферическая симметрия позволяет исследовать рассеяние на плазменном шаре в рамках стационарной теории дифракции плоской электромагнитной волны на сфере (теория Ми). В работах [4–6] построена теория малоуглового рассеяния излучения сферически симметричным очагом плазмы ОП, исследован вопрос о границах применимости и точности метода малоуглового рассеяния для решения обратных задач восстановления спектральной функции распределения радиусов сферических плазменных сгустков ОП по индикатрисе малоуглового рассеяния в видимом и ближнем ИК-диапазоне длин волн для приближения оптически «мягких» частиц  $|m - 1| \leq 1$  и малых параметров дифракции  $\rho \leq 10$ .

Данная статья посвящена оптическим характеристикам рассеяния на сферически симметричных плазменных сгустках ОП и определению резонансных частот асимптотическими методами для больших параметров дифракции ( $\rho < 10^3$ ) и  $|m| \leq 1$ , которым соответствует рассеяние на расширяющихся плазменных сферах ОП и сонолюминесцирующих пузырьках плазмы в жидкости [7, 8].

\* Михаил Владиславович Журавлев (joravl@rambler.ru).

## Оптические характеристики светорассеяния

Оптические характеристики рассеяния плоской электромагнитной волны применительно к плазменной сфере были рассмотрены в работах [9–11] и имеют следующий вид [11]:

1) фактор эффективности экстинкции:

$$Q_{ext} = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1, \infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n); \quad (1)$$

2) фактор эффективности рассеяния:

$$Q_{sca} = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1, \infty} (2n+1) (a_n^2 + b_n^2); \quad (2)$$

3) фактор эффективности обратного рассеяния (коэффициент обратного радиолокационного рассеяния):

$$Q_b = \frac{1}{\rho^2} \left| \sum_n (2n+1) (-1)^n (a_n - b_n) \right|^2; \quad (3)$$

4) фактор эффективности радиационного давления:

$$Q_{pr} = Q_{ext} - Q_{ass}; \quad (4)$$

5) коэффициент асимметрии, определяющий радиационное давление на плазменную сферу:

$$Q_{ass} = \frac{4}{\rho^2} \left[ \sum_n \frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} \operatorname{Re}(a_n b_n^*) \right]; \quad (5)$$

6) матричные элементы индикатрисы рассеяния:

$$S_1 = \sum_{n=1, \infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n), \quad (6)$$

$$S_2 = \sum_{n=1, \infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n), \quad (7)$$

где  $\rho$  – параметр дифракции;  $\pi_n$  и  $\tau_n$  – угловые функции, рекуррентные методы расчета которых представлены в [11].

В формулы (1)–(7) входят амплитуды парциальных волн, которые являются функциональными зависимостями от номера парциальной волны и параметра дифракции, и при использовании для их расчета рекуррентных формул или методов расчета, базируемых на цепных дробях [11–14], необходимо принимать во внимание асимптотические оценки для амплитуд парциальных волн.

Необходимость использования асимптотических методов расчета отмечалась в работе [15], где для контроля точности расчетов амплитуд парциальных волн была построена оптимальная сеть значений и применялись асимптотические формулы В.А. Фока [16].

## Сходимость амплитуд парциальных волн

Записывая амплитуды парциальных волн через логарифмические производные функций Рикатти – Бесселя и Рикатти – Ханкеля, имеем [11]:

$$a_n = \frac{\Psi_n(\rho)}{\zeta_n(\rho)} \left[ \frac{D_n(m\rho) - mD_n(\rho)}{D_n(m\rho) - mC_n(\rho)} \right]; \quad (8)$$

$$b_n = \frac{\Psi_n(\rho)}{\zeta_n(\rho)} \left[ \frac{mD_n(m\rho) - D_n(\rho)}{mD_n(m\rho) - C_n(\rho)} \right], \quad (9)$$

где  $m$  – комплексный показатель преломления вещества ( $|m| \leq 1$ );  $\Psi_n(\rho)$ ,  $\zeta(\rho)$  – функции Рикатти – Бесселя первого рода (ФРБ) и Рикатти – Ханкеля (ФРХ);  $D_n(\rho)$  и  $C_n(\rho)$  – логарифмические производные ФРБ и ФРХ соответственно, которые имеют вид [17]:

$$D_n(\rho) = \Psi'_n(\rho) / \Psi_n(\rho); \quad (10)$$

$$C_n(\rho) = \zeta'_n(\rho) / \zeta_n(\rho). \quad (11)$$

Для использования многочисленных алгоритмов в теории Ми, построенных по рекуррентным схемам, необходимо показать, что существует сходимость сумм парциальных волн для  $|m| \leq 1$ , используя, в свою очередь, асимптотические приближения Дебая для ФРБ и ФРХ и их производных в интервале индексов  $n + 1/2 > \rho$ , которые имеют вид [16]:

$$\Psi_n(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\exp(i\rho f_0)}{(i \sin \tau_0)^{1/2}}, \quad (12)$$

$$\Psi'_n(\rho) = \frac{1}{2} \exp(i\rho f_0) (i \sin \tau_0)^{1/2}; \quad (13)$$

$$\zeta_n(\rho) = i \frac{\exp(-i\rho f_0)}{(i \sin \tau_0)^{1/2}}, \quad (14)$$

$$\zeta'_n(\rho) = -i \exp(-i\rho f_0) (i \sin \tau_0)^{1/2}, \quad (15)$$

где

$$f_0 = \sin(\tau_0) - \tau_0 \cos(\tau_0), \quad (16)$$

а  $\tau_0$  – корень трансцендентного уравнения

$$\cos(\tau_0) = \frac{n + 1/2}{\rho}. \quad (17)$$

В интервале индексов  $n + 1/2 < \rho$  асимптотические представления Дебая для ФРБ и ФРХ имеют вид [16]:

$$\Psi_n(\rho) = \frac{\cos(\rho f_1 - \pi/4)}{(\sin \tau_1)^{1/2}}, \quad (18)$$

$$\Psi'_n(\rho) = \cos(\rho f_1 + \pi/4) (\sin \tau_1)^{1/2}; \quad (19)$$

$$\zeta_n(\rho) = \frac{\exp[-i(\rho f_1 - \pi/4)]}{(\sin \tau_1)^{1/2}}, \quad (20)$$

$$\zeta'_n(\rho) = \exp[-i(\rho f_1 + \pi/4)] (\sin \tau_1)^{1/2}, \quad (21)$$

где

$$f_1 = \sin(\tau_1) - \tau_1 \cos(\tau_1), \quad (22)$$

а  $\tau_1$  — корень трансцендентного уравнения

$$\cos(\tau_1) = \frac{n + 1/2}{m\rho}. \quad (23)$$

Чтобы показать сходимость амплитуд парциальных волн для расширяющегося крупного сферического плазменного сгустка, подставим асимптотические формулы Дебая в формулы (10), (11) для логарифмических производных и получим

$$D_n(m\rho) = i \sin(\tau_1), \quad (24)$$

$$D_n(\rho) = \frac{\cos(\rho f_0 + \pi/4)}{\cos(\rho f_0 - \pi/4)} \sin(\tau_0); \quad (25)$$

$$C_n(\rho) = \frac{\exp[-i(\rho f_0 + \pi/4)]}{\exp[-i(\rho f_0 - \pi/4)]} \sin(\tau_0). \quad (26)$$

С учетом (24)–(26) для амплитуд парциальных волн (8), (9) в интервале индексов  $n \leq m\rho$  имеем

$$a_n = \frac{1}{2} \left[ \frac{(1 - m\alpha) \cos[\rho(f_1 + f_0)] - (1 + m\alpha) \sin[\rho(f_1 - f_0)]}{\cos(\rho f_1 + \pi/4) + im\alpha \cos(\rho f_1 - \pi/4)} \right] \times \exp i \left( \rho f_0 - \frac{\pi}{4} \right); \quad (27)$$

$$b_n = \frac{1}{2} \left[ \frac{(m - \alpha) \cos[\rho(f_1 + f_0)] - (m + \alpha) \sin[\rho(f_1 - f_0)]}{m \cos(\rho f_1 + \pi/4) + i\alpha \cos(\rho f_1 - \pi/4)} \right] \times \exp i \left( \rho f_0 - \frac{\pi}{4} \right), \quad (28)$$

где  $\sin(\tau_0)/\sin(\tau_1) = \alpha$ , при этом собственные частоты амплитуд парциальных волн определяются без учета специальных функций с помощью решения трансцендентных уравнений для ТЕ-волн:

$$\cos(\rho f_1 + \pi/4) + im\alpha \cos(\rho f_1 - \pi/4) = 0 \quad (29)$$

и ТМ-волн:

$$m \cos(\rho f_1 + \pi/4) + i\alpha \cos(\rho f_1 - \pi/4) = 0. \quad (30)$$

В интервале индексов  $m\rho \geq n \geq \rho$  амплитуды парциальных волн имеют вид

$$a_n = \frac{i \cos\left(\rho f_0 - \frac{\pi}{4}\right) - m\alpha \cos\left(\rho f_0 + \frac{\pi}{4}\right)}{i(1 + m\alpha)} \exp i \left( \rho f_0 - \frac{\pi}{4} \right); \quad (31)$$

$$b_n = \frac{im \cos\left(\rho f_0 - \frac{\pi}{4}\right) - \alpha \cos\left(\rho f_0 + \frac{\pi}{4}\right)}{i(m + \alpha)} \exp i \left( \rho f_0 - \frac{\pi}{4} \right), \quad (32)$$

при этом трансцендентные уравнения для собственных частот для ТЕ- и ТМ-волн совпадают и имеют вид

$$m + \alpha = 0. \quad (33)$$

Следует отметить, что рассмотренный интервал индексов определяет поверхностную волну, возбужденную в плазменной сфере (поверхностный плазмон), при этом учет только первых членов асимптотического приближения Дебая в этом диапазоне может быть недостаточным, поэтому полученное уравнение дает лишь первое приближение для вычисления собственных частот. Для более точного определения первого корня необходимо либо добавить еще несколько членов из асимптотического приближения Дебая [18, 19], либо заменить ФРБ и ФРХ на асимптотические приближения В.А. Фока [16].

В интервале индексов  $n \geq \rho$  амплитуды парциальных волн имеют вид

$$a_n = \frac{1}{2} \left[ \frac{1 - m\alpha}{1 + m\alpha} \right] \exp(2i\rho f_0); \quad (34)$$

$$b_n = \frac{1}{2} \left[ \frac{m - \alpha}{m + \alpha} \right] \exp(2i\rho f_0) \quad (35)$$

и определяют трансцендентные уравнения для определения собственных частот для ТЕ-волн в виде

$$1 + m\alpha = 0 \quad (36)$$

и для ТМ-волн в виде

$$m + \alpha = 0. \quad (37)$$

Далее, полагая  $\cos(\tau_0) = \text{ch}\theta$  и  $\sin(\tau_0) = -ish\theta$ , показатель экспоненты в амплитудах парциальных волн оказывается вещественным и меньше нуля:

$$if_0 = -\text{ch}\theta(\theta - \text{th}\theta) < 0.$$

Таким образом, амплитуды парциальных волн (27)–(28), (31)–(32), (34)–(35) для сферических плазменных сгустков сходятся и могут быть рассчитаны с использованием хорошо известных рекуррентных алгоритмов Миллера – Олвера – Темме [20, 21] или по приведенным выше асимптотическим формулам. Для точного определения собственной частоты парциальной волны корень трансцендентных уравнений (29), (30), (33), (36), (37) является начальным приближением для поиска точного приближения при решении уже алгоритмически более сложных уравнений, содержащих специальные функции, методом дихотомии, золотого сечения и т.д.

Ранее асимптотические приближения Дебая были применены для проведения расчетов для крупных многослойных цилиндров и сфер с показателем преломления  $|m| \geq 1$  для больших параметров дифракции, где рекуррентные алгоритмы неустойчивы [22–24].

## Комплексный показатель преломления для плазменной сферы

Формирование сферического плазменного очага ОП определяется наличием субмикронных аэрозольных частиц или ионизированных частиц (ядра Айткена) во взвешенном состоянии в газе. Они образуют первичные или затравочные электроны для формирования облака ионизации вокруг затравочной аэрозольной частицы. Поэтому можно пренебречь малой

пространственной неоднородностью в центре сферического плазменного сгустка и для описания диэлектрической проницаемости использовать модель Лоренца, в которой комплексная диэлектрическая проницаемость имеет вид [10, 11]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{eff})}, \quad (38)$$

где  $\omega$  — частота лазерной накачки и  $\omega_p$  — плазменная частота:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m_e}. \quad (39)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона;  $N_e$  — плотность свободных электронов в плазменной сфере, оцениваемая по формуле

$$N_e^2 = 2N_0^2 \left( \frac{2\pi m_e k}{h^2} \right)^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{I}{kT}\right), \quad (40)$$

где  $m_e$  — масса электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $k$  — постоянная Больцмана;  $N_0$  — плотность газа;  $I$  — энергия ионизации;  $T$  — температура ионизированного газа.

Характерная частота столкновений электронов и ионов, определяющая время релаксации  $\tau = \nu_{eff}^{-1}$ , имеет вид

$$\nu_{eff} = Z^2 \frac{e^4}{m_i^2} \left( \frac{2\pi m_i}{3kT} \right)^{3/2} N_i G(\nu, T), \quad (41)$$

где  $Z$  — заряд ионов;  $N_i$  — плотность ионов;  $m_i$  — масса ионов; функция

$$G(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \Lambda, \quad (42)$$

где

$$\Lambda = \left( \frac{2}{\gamma} \right)^2 \frac{1}{(e')^{1/2}} \left( \frac{kT}{m_i} \right)^{1/2} \frac{kT}{Ze^2 \omega_p}; \quad (43)$$

$\gamma \approx 1,781$  и  $e' \approx 2,718$ . Диапазон применимости этого выражения:  $\omega_p \leq \omega$  и  $T \leq 4Z^2 \cdot 10^5$ . В данном приближении  $N_i \approx N_e$ .

## Обсуждение результатов и выводы

Представленная модель электронно-ионной плазмы является определяющей для исследования оптических свойств плазменного сферического очага ОП [2] и левитирующего в акустическом поле пульсирующего плазменного пузырька воздуха в воде в опытах по сонолюминесценции [7, 8]. Расчет показателя преломления плазменной сферы был проведен для двух физических объектов: для пульсирующего пузырька плазмы в воде в опытах по сонолюминесценции [7, 8] (оптический пробой) и формирования пузырька плазмы в жидкости) и сферического микроочага ОП в атмосфере [3]. При этом общими параметрами являлись параметр дифракции и комплексный показатель преломления. Рас-

чет производился по формулам (38)–(43). В расчете были использованы следующие параметры:

$$\begin{aligned} N_0 &\approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}; Z = 1 \text{ (однократная ионизация);} \\ I &= 13,6 \text{ эВ}; m_i = 1837 \cdot m_e; T = 5 \cdot 10^4 \text{ К [25];} \\ \omega &= 3,53 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}, \end{aligned}$$

которым соответствуют

$$\begin{aligned} \omega_p &= 2,51 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}; \nu_{eff} = 2,75 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}; \\ N_i &= N_e \approx 1,9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}; m = 0,706 - i0,028, \end{aligned}$$

различные значения комплексного коэффициента показателя преломления были рассчитаны или взяты из работ [2, 3, 7, 8].

На рис. 1 и 2 представлены зависимости частоты соударений электронов и ионов  $\nu_{eff}$  и комплексного показателя преломления вещества плазменной сферы  $m = n - ik$  от температуры соответственно. Интервал температур  $2 \cdot 10^4 \div 4,5 \cdot 10^4$  К определяет оптические свойства расширяющегося сферического сгустка плазмы ОП (оптическая детонационная волна) [25]. В данном интервале происходит линейный рост  $\nu_{eff}$  (см. рис. 1) и  $N_e$  достигает  $1,4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

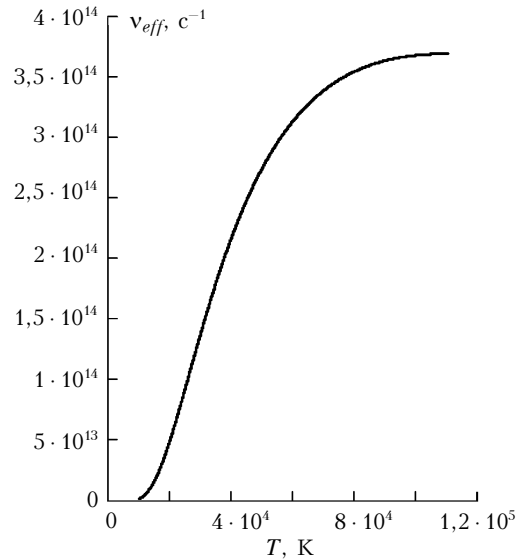


Рис. 1. Зависимость эффективной частоты столкновений электронов и ионов  $\nu_{eff}$  в плазменной сфере от температуры  $T$ . Длина волны накачки 0,532 мкм

При росте температуры вещественная часть показателя преломления падает до  $n = 0,7$  за счет увеличения концентрации свободных электронов, а мнимая часть показателя преломления фактически остается постоянной ( $\kappa \approx 0$ ) за счет малых потерь на поглощение. Интервал температур  $3 \cdot 10^4 \div 10^5$  К определяет оптические свойства коллапсирующего плазменного пузырька в жидкости [7, 8]. В этом интервале происходят линейный рост эффективной частоты соударений электронов и ионов  $\nu_{eff}$  и выход ее на насыщение при достижении пороговой температуры  $T = 9 \cdot 10^4$  К (см. рис. 1).

При возрастании температуры коллапсирующего пузырька вещественная часть показателя прелом-

ления падает до  $n = 0,1$ , а мнимая фактически остается постоянной вплоть до некоторого порогового значения температуры  $T = 6 \cdot 10^4$  К, при этом плазменный шар изменяет свои оптические свойства как за счет увеличения концентрации свободных электронов, так и за счет увеличения потерь, обусловленных электронно-ионными столкновениями. При превышении пороговой температуры для плазменной сферы ОП  $T = 8 \cdot 10^4$  К происходит падение вещественной части показателя преломления примерно до  $n = 0,1$  и рост модуля мнимой части показателя преломления (см. рис. 2), обусловленный увеличением частоты столкновений электронов и ионов (см. рис. 1).

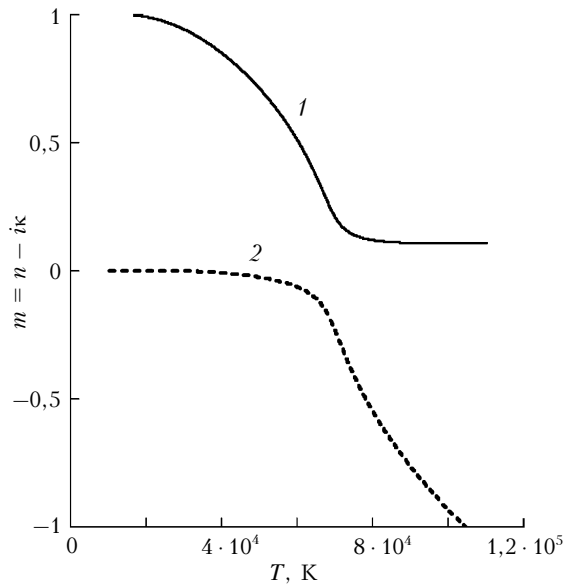


Рис. 2. Характерная зависимость комплексного показателя плазменной сферы  $m = n - ik$  от температуры  $T$ . Кривая 1 соответствует  $n$ , кривая 2 —  $k$ . Длина волны накачки 0,532 мкм

На рис. 3 и 4 представлены расчеты факторов эффективности экстинкции (1) и рассеяния (2) в зависимости от параметра дифракции  $\rho$ . Увеличение

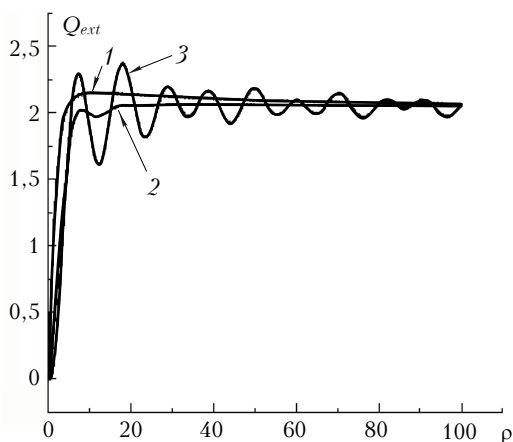


Рис. 3. Зависимость фактора эффективности экстинкции  $Q_{ext}$  от параметра дифракции  $\rho$  для плазменной сферы:  $m = 0,7 - i0,45$  (1);  $m = 0,7 - i0,1$  (2);  $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$  (3)

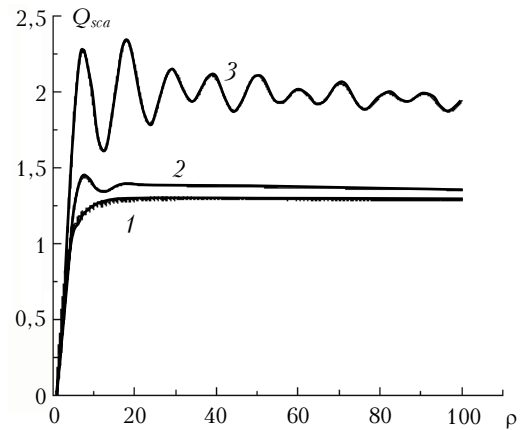


Рис. 4. Зависимость фактора эффективности рассеяния от параметра дифракции  $\rho$  для плазменной сферы:  $m = 0,7 - i0,45$  (1);  $m = 0,7 - i0,1$  (2);  $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$  (3)

параметра дифракции означает рост радиуса плазменной сферы. Показано, что при понижении мнимой части к показателя преломления в спектрах  $Q_{ext}$  и  $Q_{sca}$  наблюдаются осцилляции, связанные с прохождением  $\rho$  резонансных значений, а величина  $Q_{sca}$  увеличивается. Таким образом, в спектрах экстинкции и рассеяния расширяющегося плазменного сгустка ОП возможны резонансные осцилляции, по которым можно определять микрофизические параметры вещества [11].

На рис. 5 и 6 представлены расчеты для фактора эффективности радиационного давления  $Q_{pr}$  (4) и коэффициента асимметрии  $Q_{ass}$  (5) соответственно. При уменьшении мнимой части комплексного показателя преломления до  $k = 0,001$  наблюдается появление осцилляций для  $Q_{pr}$  и  $Q_{ass}$ , что говорит об эффектах, связанных с резонансной зависимостью амплитуд парциальных волн от параметра дифракции при расширении или коллапсе плазменной сферы. При росте  $k$  наблюдается повышение фактора эффективности радиационного давления на плазменную сферу ОП. Как показано на рис. 2, при достижении пороговой температуры  $6 \cdot 10^4$  К будут расти

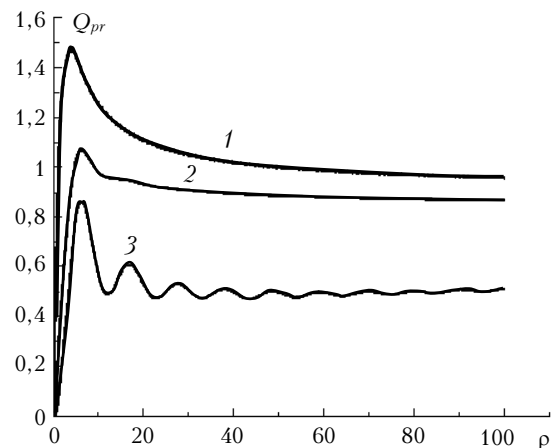


Рис. 5. Зависимость фактора эффективности радиационного давления от параметра дифракции  $\rho$  для плазменной сферы:  $m = 0,7 - i0,45$  (1);  $m = 0,7 - i0,1$  (2);  $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$  (3)

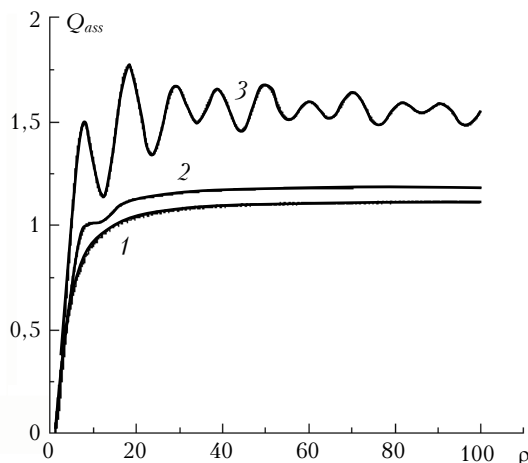


Рис. 6. Зависимость коэффициента асимметрии  $Q_{ass}$  от параметра дифракции  $\rho$  для плазменной сферы:  $m = 0,7 - i0,45$  (1);  $m = 0,7 - i0,1$  (2);  $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$  (3)

модуль  $k$  и фактор эффективности радиационного давления на сферу плазмы ОП (см. рис. 5). При увеличении мнимой части комплексного показателя преломления до  $k = 0,45$  (см. рис. 5) фактор эффективности радиационного давления возрастает и имеет пик при  $\rho = 3,95$ , который определяет наиболее оптимальное соотношение длины волны накачки и радиуса сферы для получения наибольшего радиационного давления лазерной накачки.

В экспериментальных работах [26, 27] в расширяющемся плазменном ступке ОП была зафиксирована модуляция интенсивности рассеянного излучения. Физическая природа модуляции состоит в том, что при увеличении радиуса сферы амплитуды парциальных волн проходят через соответствующие данному радиусу резонансные значения амплитуд парциальных волн. Таким образом, модуляция рассеянного излучения во времени объясняется последовательным прохождением расширяющейся плазменной сферой резонансных частот амплитуд парциальных волн. Примечательным обстоятельством является то, что наиболее ярко резонансная структура парциальных волн проявляется в спектре обратного рассеяния  $Q_b$  (рис. 7), состоящего из множества пиков, которые определяются резонансным параметром дифракции и могут быть рассчитаны по приведенным выше асимптотическим формулам (29), (30), (33), (36), (37).

На рис. 8 и 9 представлены индикатрисы малоуглового рассеяния  $S_1$  и  $S_2$ , рассчитанные по формулам (6) и (7).

При уменьшении мнимой части показателя преломления, а также при увеличении радиуса плазменной сферы осцилляции существенно увеличиваются, каждый пик представляет собой пространственное (угловое) распределение суммы амплитуд парциальных волн. Рис. 8 и 9 показывают, что основной вклад в интенсивность рассеяния дает малоугловое рассеяние. Поэтому в эксперименте с расширяющимися плазменными сферами будет иметь место узкий пространственный конус рассеяния.

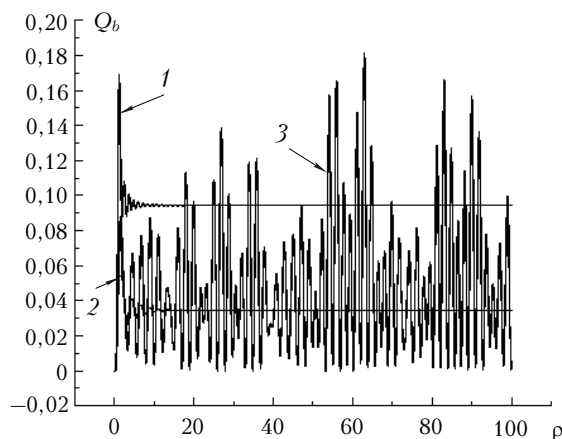


Рис. 7. Зависимость фактора эффективности обратного рассеяния  $Q_b$  от параметра дифракции  $\rho$  для плазменной сферы:  $m = 0,7 - i0,45$  (1);  $m = 0,7 - i0,1$  (2);  $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$  (3)

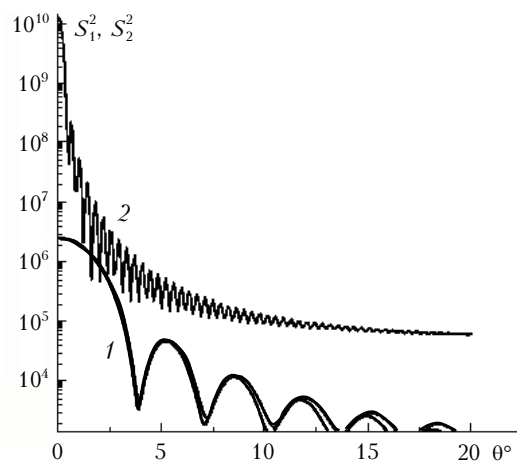


Рис. 8. Индикатриса малоуглового рассеяния для плазменной сферы: радиус 4,65 мкм,  $m = 0,7 - i0,45$  (1); 40 мкм,  $m = 0,7 - i0,028$  (2), длина волны накачки 0,532 мкм.  $S_1$  и  $S_2$  совпадают

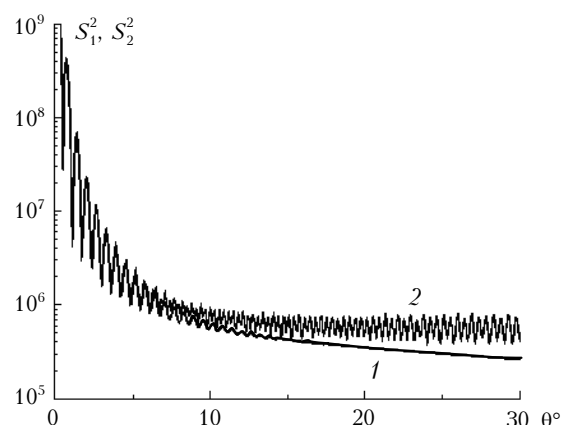


Рис. 9. Индикатриса малоуглового рассеяния для плазменной сферы радиусом 120 мкм на длине волны 0,532 мкм:  $m = 0,7 - i0,45$  (1);  $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$  (2).  $S_1$  и  $S_2$  совпадают

Осцилляции характеристик рассеяния, представленные на рис. 3–7, показывают, что при увеличении радиуса сферы ОП или  $\rho$  интенсивность рассеяния

парциальных волн светорассеяния проявляет резонансный характер и существует возможность выбора  $\rho$ ,  $m$ , а также индексов амплитуд (8), (9), при которых величины амплитуд парциальных волн максимальны или минимальны, что дает возможность определить условия формирования канала прозрачности для мощного лазерного излучения и условия экранирования лазерного сигнала низкопороговой плазмой ОП [28]. Данные условия представлены в виде экстремумов на кривых рис. 3–7, соответствующих  $m = 0,7 - i \cdot 10^{-3}$  (кривая 3).

Измерение параметров модуляции интенсивности рассеяния является важным для выяснения механизмов формирования плазмы ОП [3] и в экспериментах по сонолюминесценции [7, 8], а также по исследованию химических примесей в атмосфере методом ОП.

Следует заметить, что наличие химических веществ в плазме ОП или аэрозольных частиц в ультрадисперсной фазе существенно понижает порог ОП и формирования плазмы, поэтому по индикатрисе рассеяния очага ОП можно судить о наличии частиц в газовой фазе. Если размер плазменного сгустка достигает 50 мкм и более, то это позволяет использовать их для визуализации аэрозольных частиц ультрадисперсной фазы и исследовать индикатрису рассеяния при сравнительно низкой пороговой интенсивности накачки. Также методы анализа ОП могут быть использованы для детектирования металлических частиц субмикронных размеров.

В крупных плазменных сгустках существует тонкий плазменный слой, определяемый радиусом Дебая. Если интенсивность амплитуд парциальных волн достаточно высока в поверхностном слое плазменной сферы, то коэффициент преломления плазмы в поверхностном слое Дебая становится больше, чем внутри, и для описания рассеяния на такой плазменной сфере необходимо использовать модель двухслойной сферы.

В данной статье оптической активностью поверхностного слоя Дебая можно пренебречь, поскольку при выбранных параметрах дифракции максимум интенсивности электромагнитной энергии лежит внутри плазменного сгустка, но при значении параметра дифракции больше 100 будет стягиваться к поверхности. В свою очередь, для описания процессов рассеяния электромагнитной волны на плазменной сфере данная модель должна быть заменена моделью двухслойной сферы или двойного слоя.

1. Zheng J.-B., Hsieh W.-F., Chen S.-C., Chang R.K. Temporally and spatially resolved spectroscopy of laser-induced plasma from droplet // Opt. Lett. 1988. V. 13. N 7. P. 559–561.
2. Wang Ch.C., Davis L.I. New observation of dielectric breakdown in air induced by a focused Nd<sup>3+</sup>-glass laser with various pulse widths // Phys Rev. Lett. 1971. V. 26. N 14. P. 822.
3. Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М., Белов Н.Н., Букатый В.И. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 159 с.
4. Белов Н.Н. Рассеяние излучения плазмой оптического разряда в аэрозоле // Ж. техн. физ. 1989. Т. 59. Вып. 5. С. 14–20.

5. Белов Н.Н. Рассеяние света на сгустках плазмы оптического пробоя в газе и прозрачном диэлектрике // Ж. техн. физ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 47–50.
6. Баев С.Ю., Белов Н.Н. Индикатриса рассеяния и распределения оптического поля в объеме расширяющегося сгустка лазерной плазмы // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. № 1. С. 30–32.
7. Villarreal C., Esquivel-Sirvent R., Jauregui R. Mie scattering and the physical mechanism of sonoluminescence // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. N 1. P. 403–406.
8. Weninger K.R., Barber B.P., Putterman S.J. Pulsed Mie Scattering Measurements of the Collapse of a Sonoluminescing Bubble // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. N 9. P. 1799–1802.
9. Rupp R. Optical Properties of a plasma sphere // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. N 24. P. 1434–1437.
10. Rupp R. Plane wave interaction with a homogeneous warm plasma sphere // Plasma Phys. 1975. V. 17. P. 723–730.
11. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and scattering of light by small particles. John Wiley & Sons, Singapore, 1983. 530 p.
12. Wiscombe W.J. Improved Mie scattering algorithms // Appl. Opt. 1980. V. 19. Is. 9. P. 1505–1509.
13. Roll G., Kaiser T., Schweiger G. Controlled Modification of the Expansion Order as a Tool in Mie Computations // Appl. Opt. 1998. V. 37. Is. 12. P. 2483–2492.
14. Gouesbet G., Grehan G. Generalized Lorenz–Mie theories, from past to future // Atomization and Sprays. 2000. V. 10. Is. 3–5. P. 277–333.
15. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М.; Л., 1951. 288 с.
16. Фок В.А. Новое асимптотическое выражение для беселевых функций // Докл. АН СССР. 1934. Т. 1. № 3. С. 97.
17. Белов Н.Н. Логарифмическая производная функций Риккати–Бесселя первого рода в расчетах по теории Ми // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 9. С. 1151–1158.
18. Макаров Г.И., Осипов А.В. Об асимптотических представлениях Дебая для цилиндрических функций // Вестн. ЛГУ. 1987. Сер. 4. Вып. 2. № 11. С. 47–52.
19. Balogh C.B. Asymptotic expansion of modified Bessel function of the third kind of imaginary order // SIAM J. Appl. Math. 1967. V. 15. Is. 5. P. 1315–1323.
20. Amos D.E. Computation of modified Bessel functions and their ratios // Math. of Comp. 1974. V. 28. Is. 125. P. 239–251.
21. Белов Н.Н. Расчет оптических полей в частице по теории Ми без ограничений на значения параметра дифракции и комплексного показателя преломления вещества частицы // Оптика атмосф. 1991. Т. 4. № 3. С. 321–323.
22. Li R., Han X., Jiang H., Ren K.F. Debye series of normally incident plane-wave scattering by an infinite multilayered cylinder // Appl. Opt. 2006. V. 45. Is. 24. P. 6255–6261.
23. Lam C.C., Leung P.T., Young K. Explicit asymptotic formulas for the position, widths and strengths of resonances in Mie scattering // J. Opt. Soc. Amer. B. 1992. V. 9. P. 1585–1592.
24. Schiller S. Asymptotic expansion of morphological resonance frequencies in Mie scattering // Appl. Opt. 1993. V. 32. Is. 12. P. 2181–2185.
25. Carls J.C., Brock J.R. Propagation of laser breakdown and detonation waves in transparent droplets // Opt. Lett. 1988. V. 13. N 4. P. 273.

26. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Петровский Г.Т., Роговцев Г.Н. Квант. электрон. 1985. Т. 12. № 10. С. 2077–2081.
27. Korobkin V.V., Alcock A.J. Self-focusing effects associated with laser-induced air breakdown // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. N 20. P. 1433–1436.
28. Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Экранирующие свойства лазерной плазмы, инициируемой излучением рубинового ОКГ на отдельных водных частицах // Тезисы докл. 2-го Совещания по атмосферной оптике. Томск: ИОА ТФ СО АН СССР. 1980. Ч. 3. С. 180–181.

***M.V. Zhuravlev. Characteristics of light scattering and coefficient of effective radiation pressure for spherical microdischarge of laser plasma.***

The oscillations and resonance regime of light scattering on characteristics for the spherical microdischarge of laser plasma with initial submicron aerosol particles are described. The conditions for increasing efficiency of radiation pressure of laser light on the plasma sphere are considered. It is shown that amplitude modulation of intensity occurs by consecutively coincidence of resonance frequencies of partial wave amplitudes of plasma sphere. The main contribution in the amount of the scattering intensity provides the small-angle scattering. The transcendental equations for the determination of the eigenfrequencies of the sphere with  $|m| \leq 1$  were derived by the Debye's asymptotics.