

## Характеристики акустических мод ДР

$\varepsilon_a$ , МГц	$P_{\text{пор}}$ , мВт	Тип ( <i>sn</i> )	$\varepsilon_a$ , МГц	$P_{\text{пор}}$ , мВт	Тип ( <i>sn</i> )
2.90	4.5	02	9.03	1.7	
3.80	4.5	10	10.54	1.3	
4.40	3.6		12.10	4.7	
5.23	1.4	03	13.10	5.0	
6.02	0.6		14.20	5.7	
7.35	1.4		15.00	6.5	12
7.95	1.9	11	16.80	8.0	20

ном синхронизме границы возбуждения и срыва параметрической генерации не совпадали, что свидетельствовало о жестком характере возбуждения.

Указанные выше особенности трехмодового режима находятся в согласии с результатами теоретического исследования [3], проведенного в предположении, что на каждой из взаимодействующих мод возбуждаются колебания лишь одной частоты. Непосредственное наблюдение спектра электромагнитного СВЧ сигнала, отраженного от ДР, показало, что указанное допущение справедливо, если уровень накачки ненамного превышает порог. Однако с ростом мощности накачки происходило увеличение относительной интенсивности других комбинационных частот вида (1). Они могли возбуждаться как на моде накачки, так и на моде комбинационной частоты в силу того, что расстояние между соседними гармониками  $\omega_k$  в условиях эксперимента было сравнимо с шириной полосы электромагнитных резонансов. При многократном превышении порога распределение энергии по спектру комбинационных частот приобретало сходство с двухмодовым режимом.

Поскольку уругие моды, имеющие узловые диаметры, вырождены в цилиндрических ДР, так же как и электромагнитные, то при некоторых условиях настройки в эксперименте наблюдалось одновременное возбуждение ультразвуковых сигналов на двух акустических модах. Это явление заслуживает дальнейшего исследования.

Реализация резонансного стрикционного электроакустического взаимодействия в трехмодовом режиме существенно расширяет возможности управления спектром параметрической генерации (и для СВЧ колебаний, и для ультразвука). Обнаруженная возможность существенного снижения пороговой мощности накачки открывает также перспективы расширения круга материалов, где этот эффект может быть осуществлен.

Авторы выражают благодарность П. П. Сырникову за предоставление кристаллов танталата калия.

### Литература

- [1] Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Решетников М. Е., Чистяев В. А. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 19. С. 1210—1213.
- [2] Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Решетников М. Е., Чистяев В. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. N 12. С. 2208—2215.
- [3] Белокопытов Г. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. N 9. С. 1121—1129.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
22 июня 1988 г.

### ЭНЕРГИЯ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ ( $\lambda=1.06$ мкм), Пороговая для развития оптического разряда в аэрозоле из частиц корунда

Н. Н. Белов

Экспериментальные исследования [1] показали, что энергия  $E$  лазерного импульса ( $\tau=80$  нс,  $\lambda=1.06$  мкм), пороговая для возникновения сгустков плазмы оптического разряда (ОР) в аэрозольной камере, определяется концентрацией  $n$  аэрозольных частиц. В настоящей

работе предложен метод расчета зависимости  $E(n)$ . Результаты расчета  $E(n)$ , приведенные для условий [1], удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

В [1] показано, что оптический разряд инициируют частицы корунда с радиусом  $a > 0.5-1$  мкм. В [1] измерена зависимость от концентрации частиц с радиусом  $a > 1$  мкм величины энергии лазерного импульса (расходимость  $\theta = 10^{-3}$  рад, радиус луча 1 см,  $\tau = 80$  нс,  $\lambda = 1.06$  мкм), наименьшей для возникновения плазмы ОР в аэрозольной камере длиной  $\sim 2$  м. Она представлена кривой 5 на рисунке.

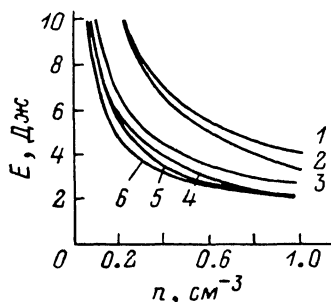
Вероятность возникновения по крайней мере одного сгустка плазмы ОР в камере длиной  $l$  под действием нефокусированного гауссова пучка радиуса  $\Delta$  равна [2, 3]

$$w = 1 - \exp(-N_l l), \quad (1)$$

где  $N_l$  — пространственная частота сгустков плазмы ОР,  $N_l = (\pi/2)\Delta^2 \int_0^\infty f(a) \ln(2E/\pi\Delta^2 q_0(a)) da$ .

Если пороги пробоя гиперболически зависят от радиуса частиц  $q_0 = ca^{-s}$  и функция  $f(a)$  распределения частиц по размерам равна нулю везде, кроме диапазона  $[a_1, a_2]$ , а внутри этого диапазона радиусов она описывается юнговской формулой  $f(a) = B_r a^{-b}$ , то концентрация  $n$  аэрозольных частиц равна

$$n = \int_{a_1}^{a_2} f(a) da = \frac{B_r}{b-1} (a_1^{1-b} - a_2^{1-b}).$$



Энергия импульса нефокусированного излучения ( $\lambda = 1.06$  мкм,  $\tau = 80$  нс,  $\Delta = 1.1$  см), пороговая для развития оптического разряда в слое аэрозоля из частиц корунда протяженностью 2 м.

1—4, 6 — расчет по (1)–(4), 5 — экспериментальные данные [1].

При этом пространственная частота сгустков плазмы, возникших под действием гауссова пучка излучения, равна

$$N_l = \frac{\pi B_r}{2(b-1)} \Delta^2 \left\{ a_1^{1-b} \left[ \ln(cq_m^{-1} a^{-s}) + \frac{s}{b-1} \right] \right\}_{a_2}^{a_3}, \quad (2)$$

где  $q_m$  — плотность энергии излучения на оси пучка,

$$q_m = 2E (\pi\Delta^2)^{-1}, \quad (3)$$

$a_3$  — наименьший радиус частиц, инициирующих ОР,  $G = \sqrt[4]{cq_m}$

$$a_3 = \begin{cases} a_2, & \text{если } G > a_2, \\ G, & \text{если } G \in [a_1, a_2], \\ a_1, & \text{если } G < a_1. \end{cases} \quad (4)$$

Система уравнений (1)–(4) позволяет найти энергию лазерного импульса  $E$ , при которой вероятность возникновения в камере хотя бы одного сгустка плазмы ОР равна 50%. В расчете использованы параметры луча и аэрозоля, приведенные в [1]:  $b=3$ ,  $s=1.5$ ,  $\Delta=1.1$  см при  $c=8 \cdot 10^{-5}$  Дж·см $^{-0.5}$ .

В эксперименте [1] варьировалась концентрация  $n$  частиц и определялись пороговые энергии  $E$  лазерных импульсов, при которых величина вероятности  $W$  была равна 50%. При пороговых энергиях лазерных импульсов величины  $N_l$  также не зависят от условий эксперимента и составляют для  $W=0.5$  (см. (1))

$$N_l = \frac{1}{l} \ln[(1-W)^{-1}] = \frac{\ln 2}{l}.$$

В соответствии с этим разработана следующая расчетная схема. Для каждого значения пороговой энергии  $E$  из диапазона, приведенного в [1], проводился расчет  $B_r$  по формуле

$$B_r = \frac{2(b-1)}{\pi\Delta^2} N_l \left( \frac{a_3^{b-1}}{\ln \frac{I_m}{ca_3^s}} - \frac{a_2^{b-1}}{\ln \frac{I_m}{ca_2^s}} \right),$$

вытекающей из (2). В этой формуле величина  $a_3$  определялась по (3), (4). Полученное значение  $V_r$  использовалось для расчета концентрации  $n$  аэрозольных частиц, которая обеспечивает 50-процентную вероятность возникновения оптического пробоя в аэрозольной камере при заданной энергии лазерного пучка.

Расчеты показали, что решение (1)–(4) весьма чувствительно к значениям границ  $a_1$ ,  $a_2$  диапазона радиусов. На рисунке приведены результаты расчетов зависимости  $E(n)$  для диапазона радиусов частиц: 1 — 0.04, 5; 2 — 0.04, 100; 3 — 0.06, 5; 4 — 0.06, 10; 6 — 0.08, 5 мкм.

Из рисунка видно, что незначительное изменение верхней границы диапазона юнговского распределения частиц оказывает на характер зависимости влияние большее, чем изменение радиуса  $a_2$  на порядок величины.

Рисунок показывает, что метод расчета зависимости по формулам (1)–(4) дает результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментом. Построенная в этой работе теория вероятности возникновения сгустков плазмы ОР в аэрозоле может быть использована для уточнения зависимости порога пробоя от радиуса частиц при использовании лазерных пучков с гауссовым распределением. Полученные соотношения дополняют теорию вероятности возникновения сгустков плазмы ОР, развитую в [2, 3] и будут полезны для решения широкого круга актуальных задач оптического разряда в аэрозоле.

### Список литературы

- [1] Захарченко С. В., Синтюрин Г. А., Скрипкин А. М. // Тр. ИЭМ. 1983. № 31 (105). С. 11–25.  
[2] Белов Н. Н. // ДАН СССР. 1986. Т. 289. № 6. С. 1370–1372.  
[3] Белов Н. Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 4. С. 45–52.

Научно-исследовательский  
физико-химический институт  
им. Л. Я. Карпова  
Москва

Поступило в Редакцию  
14 июня 1988 г.  
В окончательной редакции  
4 января 1989 г.

## УСТАНОВИВШАЯСЯ ВОЛНА ДИССОЦИАЦИИ—ИОНИЗАЦИИ В СВЧ ПОЛЕ

Б. Ю. Кузин, Е. Е. Чемерисона

Основным механизмом, приводящим к контрагированию СВЧ разрядов в газе высокого давления ( $\nu > \omega$ ,  $\nu$  — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами,  $\omega$  — циклическая частота электромагнитной волны) является ионизационно-перегревная неустойчивость (ИПН), нелинейная стадия которой исследовалась в [1, 2]. Наряду с данной неустойчивостью в молекулярных газах существенную роль в динамике разряда может играть диссоциативная, причем для ее развития не требуется выполнения условия  $\nu > \omega$ . Она связана с перегревом электронной компоненты плазмы в процессе диссоциации вследствие уменьшения коэффициента передачи энергии  $\delta$  от нее в газ с ростом доли электрон-атомных столкновений. Увеличение температуры электронов  $T_e \sim 1/\delta$  при этом приводит к возрастанию частоты диссоциации, дальнейшему падению  $\delta$  и, следовательно, росту  $T_e$ .

Поскольку при  $\nu > \omega$  диссоциативная неустойчивость конкурирует с ИПН, то эффективное протекание первой возможно, когда ее характерное время  $\tau_d < \tau_{ip}$  меньше характерного времени ИПН, которое определяется нагревом и вытеснением газа из области разряда. В плазме молекулярного газа основные потери энергии электронов при  $|E|/N \leq 10^{-15}$  В·см<sup>2</sup> связаны с возбуждением колебательных уровней ( $|E|$  — напряженность поля,  $N$  — концентрация молекул). Поэтому основной канал нагрева газа — процесс VT-релаксации. При низких температурах газа (например, для O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO < 10<sup>3</sup> К) время VT-релаксации довольно велико ( $\sim 10^{-1}$ – $10^{-3}$  с) и на временах  $\tau < \tau_{VT}$  нагрев газа определяется упругим рассеянием электронов на молекулах. Характерное время упругого нагрева  $\tau_{ny} \sim 1/2 (M/m) T/T_e (\nu \nu_{em})^{-1}$ ,  $\nu \nu_{em}$  — частота упругих электрон-молекулярных столкновений,  $\tau_i$  — степень