

## О ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНО СИЛЬНОЙ КУБИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ГАЗОВОЙ ПЛАЗМЫ

*С.М.Гладков, Н.И.Коротеев, М.В.Рычев, О.Штенцель*

Предложено объяснение сильного возрастания эффективности нерезонансных четырехфотонных процессов (когерентного антистоксова рассеяния – КАРС – и генерации третьей гармоники) в плазме лазерного пробоя газа по сравнению с нейтральным газом за счет квази-резонансного возрастания кубической восприимчивости при расселении атомов и ионов по высоковозбужденным состояниям.

1. В настоящей статье мы предлагаем объяснение аномального возрастания нерезонансной оптической нелинейности третьего порядка при лазерном пробое газов. Этот эффект был впервые обнаружен и исследован в<sup>1</sup> методом когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС), идущего по схеме  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – частоты волн накачки. Эффект возрастания имеет универсальный характер и проявляется при лазерном пробое любых газов, а также в приповерхностном пробое многих металлов и диэлектриков.

На наш взгляд, причиной резкого (на два – три порядка величины) возрастания слабодиспергирующей кубической оптической восприимчивости при лазерном пробое является рассеяние частиц газа (прежде всего атомов и атомарных ионов) по высоколежащим электронным состояниям. Вследствие сгущения этих состояний с ростом степени возбуждения газа осуществляются условия квазиизонансы частот излучений накачки (видимый диапазон) и электронных переходов в возбужденных атомах и ионах. Эта причина, а также возрастание сил осцилляторов в переходах между возбужденными состояниями атомарных частиц<sup>2</sup>, как будет показано ниже, позволяют дать количественное объяснение как аномально высокой интенсивности рассеянного антистоксова излучения, так и его аномальной поляризации, наблюдавшейся экспериментально. Ни одна из моделей, предложенных ранее в<sup>1</sup>, не позволяла объяснить эти две аномалии одновременно.

2. Рассмотрим более подробно предложенный выше новый механизм обсуждаемого эффекта. Четырехфотонный процесс КАРС, стартующий в невозбужденном нейтральном газе из основного электронного состояния является нерезонансным из-за удаленности частот накачки  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и их линейных комбинаций от частот электронных переходов (вставка к рис. 1, а). При образовании плазмы процесс становится квазиизонансым, поскольку заселяются высоколежащие уровни атомов и ионов, переходы между которыми лежат в видимом диапазоне. В результате сами частоты  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и их комбинации  $\omega_1 - \omega_2$ ,  $2\omega_1$ ,  $2\omega_1 - \omega_2$  оказываются в окрестности частот многочисленных разрешенных переходов между заселенными возбужденными уровнями. Как следствие этого, кубическая восприимчивость испытывает квазиизонансное увеличение.

Для количественной оценки величины вклада этого механизма в обсуждаемый эффект мы рассчитали компоненты тензора нерезонансной кубической восприимчивости  $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_a; \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$  модельной среды – возбужденного газа из атомов водорода – по формуле, полученной в<sup>3</sup>. В качестве стратовых состояний были взяты состояния с главным квантовым числом  $n$  от 1 до 6; они же являлись "виртуальными" в расчетах по теории возмущений. Доля ионизированных атомов оценивалась по формуле Саха. Распределение частиц по дискретным уровням принималось больцмановским. Реализация лишь первых шести главных квантовых чисел в плотной водородной плазме при температурах в несколько эВ доказана экспериментально<sup>4</sup>.

Подробности процедуры расчета будут опубликованы отдельно; здесь же мы приведем основные результаты, относящиеся к температурной зависимости интенсивности и ориентации вектора поляризации КАРС – сигнала из сильноизобужденного газа (рис. 1, а, б). Как видно из рис. 1, а, интенсивность когерентного рассеяния резко увеличивается при  $T > 7000$  К, что

соответствует заселению состояний с  $n > 1$ . При этом направление поляризации рассеянного сигнала, в обычном нерезонансном случае лежащее под углом  $\cong 43^\circ$  по отношению к орту  $e_1$  излучения с частотой  $\omega_1$ , выходит за пределы угла, ограниченного ортами  $e_1$  и  $e_2$  (см. рис. 1, б и рис. 3), становясь аномальной. Видно, также, что предложенный механизм может дать до 4–5 порядков возрастания величины КАРС – сигнала в возбужденном газе.

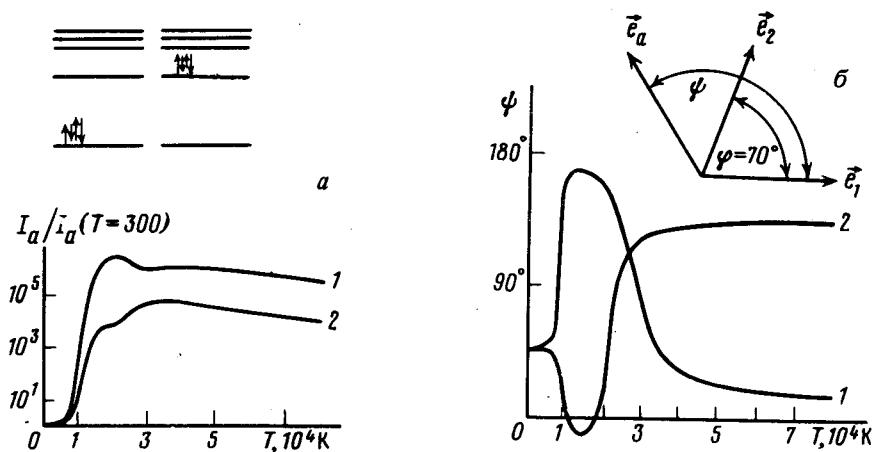


Рис. 1. Рассчитанные зависимости интенсивности сигнала КАРС (а) и угла  $\psi$  между ортами поляризации накачки  $e_1$  и антистоксова сигнала  $e_a$  (плазма) (б) при равновесном нагреве "газа" из атомов водорода: кривые 1:  $\omega_1/2\pi c = 16000 \text{ см}^{-1}$ ;  $\omega_2/2\pi c = 15000 \text{ см}^{-1}$ , кривые 2:  $\omega_1/2\pi c = 17000 \text{ см}^{-1}$ ;  $\omega_2/2\pi c = 16000 \text{ см}^{-1}$ . На вставке к рис. 1, а иллюстрируется причина возрастания интенсивности сигнала КАРС при заселении возбужденных электронных состояний из-за квазирезонансности четырехфотонного процесса, стартующего из возбужденных состояний

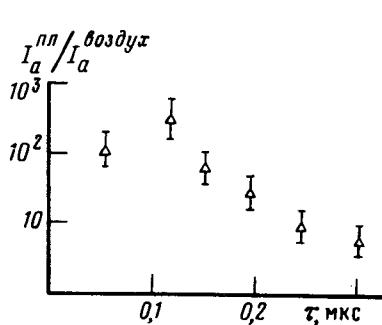


Рис. 2

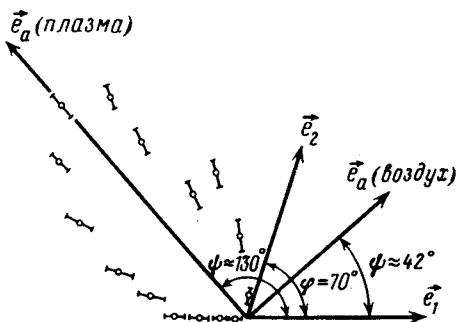


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость величины возрастания сигнала КАРС из плазмы лазерного пробоя воздуха атмосферного давления над уровнем того же сигнала из нейтрального газа от времени задержки  $\tau_3$  между импульсами зондирования и лазерного пробоя (последний осуществляется независимым Nd : YAG-лазером с энергией 0,1 Дж и длительностью импульса  $\tau_i \cong 20 \text{ нс}$ )

Рис. 3. Результаты измерения состояния поляризации аномально сильного сигнала когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) с частотой  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$  ( $\lambda_1 = 532 \text{ нм}$ ;  $\lambda_2 = 583 \text{ нм}$  и  $\lambda_a = 489 \text{ нм}$ ) из плазмы лазерного пробоя воздуха (точки, полярная диаграмма). Показаны ориентации ортов поляризации волн накачки КАРС  $e_1$  ( $\lambda_1 = 532 \text{ нм}$ ) и  $e_2$  ( $\lambda_2 = 583 \text{ нм}$ );  $e_a$  (плазма) – вектор поляризации нерезонансного сигнала КАРС из плазмы;  $e_a$  (воздух) – то же из воздуха

3. Для того, чтобы убедиться в правильности предложенной модели, мы выполнили ряд экспериментов. В них на установке, аналогичной описанной в <sup>1</sup>, оптический пробой в воздухе и на поверхности металла осуществлялся независимым лазерным источником: TEA – CO<sub>2</sub> лазером или лазером на Nd : YAG, синхронизованном с КАРС-спектрометром. На рис. 2 приведена зависимость степени возрастания нерезонансного КАРС – сигнала из области пробоя воздуха в зависимости от времени задержки между пробоем и зондированием. Достигнутое здесь возрастание на два – три порядка увеличивается еще в 10 раз при переходе к эрозионной плазме. На рис. 3 приведена характеристика пропускания возросшего антостоксова сигнала через анализатор, соответствующая линейной поляризации. Видно, что экспериментально реализуется аномальное состояние поляризации, которое не в состоянии объяснить ни один из предложенных в <sup>1</sup> механизмов. Нами также наблюдалось изменение угла поворота вектора поляризации антостоксова сигнала в зависимости от степени возбуждения среды, как это и предсказывает предложенный выше механизм.

4. Предложенный механизм позволяет также объяснить еще целый ряд экспериментальных результатов. Например, возрастание эффективности генерации третьей гармоники (ГТГ) при самопробое пикосекундных лазерных импульсов <sup>5</sup>. Нам удалось наблюдать аналогичный эффект и при самопробое газа импульсами наносекундной длительности, также как и генерацию второй гармоники. Сходный механизм может лежать в основе генерации высших гармоник излучения мощных неодимовых и CO<sub>2</sub>-лазеров при пробое на твердой мишени <sup>6</sup>.

Отметим, что вследствие своей высокой оптической нелинейности плотная газовая плазма может быть предложена в качестве среды для эффективного умножения частоты лазерного излучения и (или) обращения волнового фронта.

Авторы признательны С.А.Ахманову за постоянную поддержку работы, В.Н.Сергееву, В.А.Чупрыне, В.Ю.Носачу, Л.Е.Долотову, М.Г.Каримову, В.Н.Задкову, А.Б.Федорову – за помощь в проведении экспериментов на различных этапах работы.

## Литература

1. Бродниковский А.М., Гладков С.М., Задков В.Н. и др. Письма в ЖТФ, 1982, 8, 497; Гладков С.М., Задков В.Н., Каримов М.Г. и др. Квантовая электроника, 1984, 11, 559.
2. Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982; Аскарьян Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, 400.
3. Yuratich M.A., Hanna D.C. J.Phys. B., Atom. Mol. Phys., 1976, 9, 729.
4. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В., Федоров Т.Н. Спектры излучения слабо неидеальной плазмы водорода – XIX Всесоюзный съезд по спектроскопии. Тезисы докладов, ч. I, с. 207.
5. Пискарская А.С. Лекция на III международной школе по применению лазеров в атомной, молекулярной и ядерной физике, М.: Наука, 1986,
6. Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н. и др. Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 1829. Carman R.L., Rhodes C.K., Benjamin R.F. Phys. Rev., 1981, A24, 2649.