

- [8] G u r v i t c h M., F i o r y A.T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 1027.
- [9] F r e e m a n J.J. et al // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8786-8787.
- [10] J u n o d A. et al // Jap. J. Appl. Phys. 1987. v. 26. S. 26-3. P. 1119.

Поступило в Редакцию  
12 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13

12 июля 1989 г.

02; 04; 07

## КИНЕТИКА НАСЕЛЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ: СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ КАРС И СПОНТАННОГО СВЕЧЕНИЯ

С.М. Г л а д к о в, А.М. Ж е л т и к о в,  
Н.И. К о р о т е е в, И.С. К о л е в а,  
А.Б. Ф е д о т о в

1. Возможность спектроскопии возбужденных ионов в низкотемпературной плазме, в том числе лазерной, с помощью когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) была недавно продемонстрирована в экспериментальных работах [1, 2]. В них было зарегистрированы процессы КАРС, происходящие с участием возбужденных атомарных ионов азота, алюминия, индия. В настоящей статье мы приводим результаты экспериментов по КАРС на возбужденных в лазерной плазме ионах азота и алюминия. Показано, что кинетики спонтанного свечения плазмы и КАРС на тех же переходах существенно отличны: интенсивность КАРС максимальна, когда свечение плазмы уже значительно ослабло. Качественные черты этой картины воспроизведены в простой численной модели распадающейся квазиравновесной плазмы, с учетом выхода линейчатого излучения.

2. В использованной нами схеме метода КАРС резонансное возрастание интенсивности рассеянного сигнала имеет место в том случае, когда частота рассеянного сигнала  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$  совпадает с частотой какой-либо линии спонтанного свечения плазмы. В нашей схеме  $\omega_1$  — излучение второй гармоники лазера на  $Nd:YAG$ , а  $\omega_2$  — перестраиваемое по частоте излучение лазера на растворе органического красителя. При выполнении условий такого резонанса интенсивность когерентного рассеяния на несколько порядков превосходит интенсивность спонтанного свечения плазмы (см. ниже, а так же работы [1, 3]).

3. Цель наших экспериментов состояла в исследовании спектра и кинетики антистоксова сигнала  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ , генерируемого в области оптического пробоя излучения  $Nd:YAG$  лазера на поверх-

ности металлической мишени. Нам удалось зарегистрировать ряд острых максимумов в спектре антистоксова излучения, обусловленных ионными резонансами  $NII$ ,  $AzIII$ , а также изучить зависимости интенсивности сигналов КАРС и спонтанного свечения плазмы от времени задержки между моментом создания оптического пробоя и зондирующими импульсами в КАРС (моментом регистрации спонтанного свечения).

Схема экспериментальной установки для исследования ионной компоненты лазерной плазмы подобна описанной в [1]. Для создания плазмы оптического пробоя использовалась независимая лазерная система на  $Nd:YAG$ , синхронизованная по времени с зондирующим излучением.

Ионы  $NIII$  образовывались в условиях оптического пробоя на поверхности мишеней из алюминия или расплавленного свинца в воздухе при атмосферном давлении. Нами были исследованы два КАРС-резонанса при длине волны антистоксова сигнала  $\lambda_a = 5001-5005 \text{ \AA}$ ; (переходы между электронными состояниями  $3p^3D_j \rightarrow 3d^3F_{j+1}^o$ , где  $j=1, 2, 3$ ) и  $\lambda_a = 5045 \text{ \AA}$  (переход между электронными состояниями  $3s^3P_2^o \rightarrow 3p^3S_1$ ). В обоих случаях в резонанс с электронными переходами иона  $NIII$  настраивалась частота антистоксова излучения  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$  (см. вставку к рис. 1, а также работу [1]). Зависимость интенсивности сигнала КАРС в резонансе от времени задержки  $\tau$  зондирующих излучений относительно возбуждающего импульса приведена на рис. 1. На этом же рисунке показаны зависимости от времени интенсивностей спонтанного свечения исследуемых ионных линий  $NIII$ . Для исследования кинетики спонтанного излучения лазерной плазмы на многоканальный оптический анализатор подавалось запирающее постоянное напряжение 1,5 кВ. Импульс, открывающий спектроанализатор, имел длительность 60 нс и был синхронизован с лазерными импульсами.

Отметим, что максимумы сигнала КАРС и спонтанного свечения довольно сильно разнесены во времени. Этот факт связан с тем обстоятельством, что интенсивность сигнала КАРС пропорциональна квадрату разности населенностей состояний, на которых происходит рассеяние, в то время как интенсивность спонтанного излучения пропорциональна населенности верхнего состояния. Это дает возможность исследовать методом КАРС кинетику низколежащих метастабильных состояний, на которых накапливается населенность.

В работе [2] описаны эксперименты по наблюдению сигнала КАРС на ионах  $AzIII$  в условиях оптического пробоя на поверхности алюминиевой мишени при давлении буферного газа  $p=1$  Торр. В настоящей работе нам удалось обнаружить КАРС-резонанс на этих ионах при атмосферном давлении, создавая оптический пробой двумя лазерными импульсами, разнесенными во времени (см. работу [4]). Схема процесса КАРС на ионах  $AzIII$  с резонансом на частоте лазера на красителе приведена в [2] ( $\lambda_2 = 5696 \text{ \AA}$ , переход между электронными состояниями  $4s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{3/2}^o$ ). Максимум сигнала КАРС наблюдался при  $\tau = 130$  нс. Отличие полу-

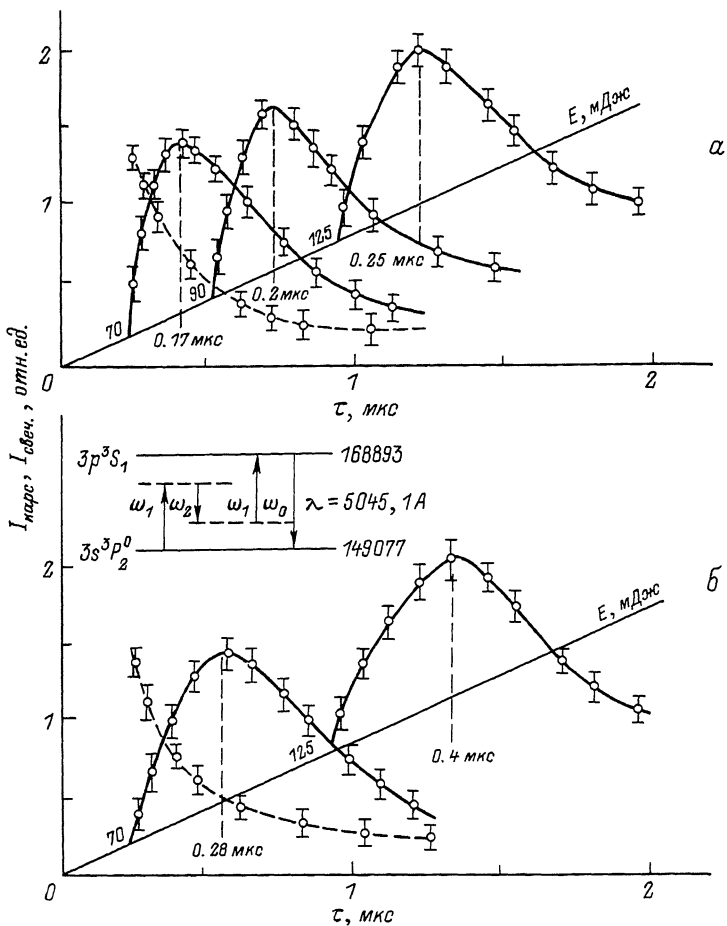


Рис. 1. Кинетика интенсивности сигнала КАРС с резонансом на антистоксовой частоте и свечения из лазерной плазмы на том же переходе (пунктирная линия) ионов  $\text{Ni}^{II}$  (эксперимент): а) на переходах  $3p^3D_j \rightarrow 3d^3F_{j+1}$  ( $\lambda = 5001-5005 \text{ \AA}$ ), б) на переходе  $3s^3P_2^o \rightarrow 3p^3S_1$  ( $\lambda = 5045 \text{ \AA}$ ).

ченной кинетики от результатов, приведенных в [2], связано с различиями в геометрии схем создания и зондирования оптического пробоя.

Мы отмечаем также корреляцию момента времени, при котором КАРС-сигнал максимален, с энергией оптического импульса, вызывающего пробой: чем больше эта энергия, тем позже сигнал КАРС достигает максимума.

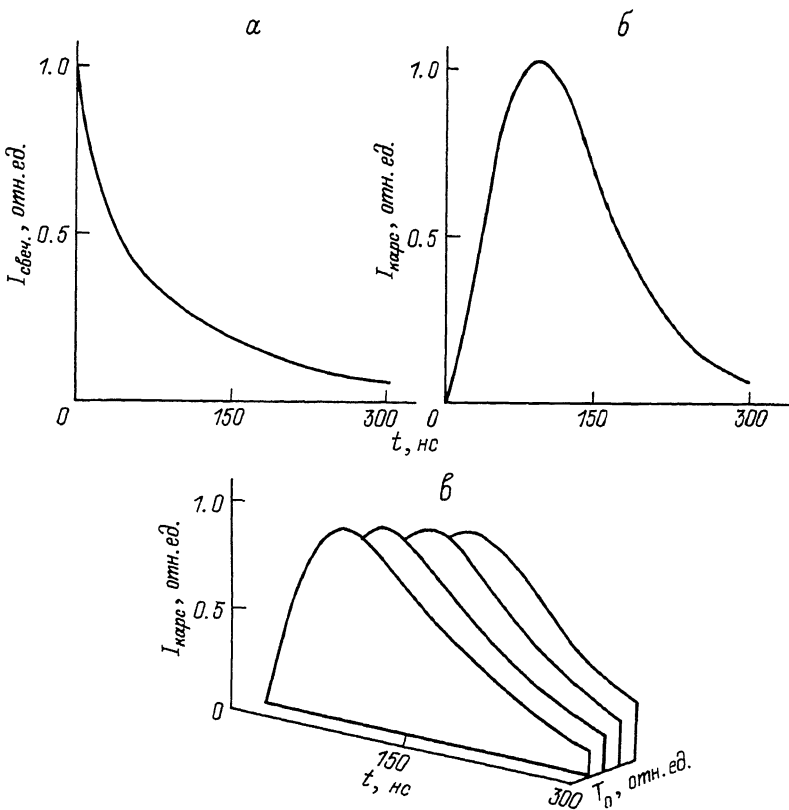


Рис. 2. Расчетные зависимости: кинетики а) свечения и б) сигнала КАРС на переходах  $3p^3Dj \rightarrow 3d^3Fj_{+1}$ ,  $j = 1, 2, 3$  иона ( $\lambda = 5001-5005$  А), в) смещение максимума сигнала КАРС в зависимости от начальной температуры ( $T_0$ ) на тех же переходах.

Нами также были обнаружены КАРС-резонансы аналогичной природы в плазме лазерного пробоя с участием атомов С, ионов  $ArII$  и  $XeII$ .

4. Поскольку интенсивность спонтанного свечения и сигнала КАРС определяются, соответственно, населенностью верхнего и квадратом разности населенностей верхнего и нижнего резонирующих состояний, мы рассчитали кинетику этих величин в простой квазиравновесной радиационно-столкновительной модели разлетающейся плазмы (см., например, [5]) в случае оптического пробоя в атмосфере и рассеяния на возбужденных состояниях атомарного иона азота. Предполагался разлет в сферической геометрии. Рав-

новесные концентрации нейтралов, первых и вторых ионов азота и кислорода рассчитывались по формулам Саха, распределение населенности по уровням первого иона азота оценивалось по формуле Больцмана с учетом нарушения равновесия за счет выхода линейчатого излучения из плазмы. Сечения столкновительного возбуждения ионных состояний взяты в модифицированном диффузионном приближении (МДП). Расчеты производились на персональной ЭВМ IBM PC/XT, снабженной математическим со-процессором, на языке Turbo PASCAL. Расчет распределения населенности по возбужденным состояниям иона NII в одной временной точке занимал не более 0,3 сек. Результаты расчета приведены на рис. 2а и 2б.

Можно убедиться, что имеется качественное совпадение временного хода экспериментальных и расчетных кривых (рис. 1 и рис. 2а). Так, населенность верхнего состояния  $3d^3F_{j+1}^0$  иона NII опустошается с течением времени монотонно, в то время как квадрат разности заселенностей между состояниями  $3p^3D_j$  и  $3d^3F_{j+1}^0$  сначала возрастает, а затем довольно медленно падает. Из модели так же следует, что при увеличении начальной температуры плазмы положение максимума сдвигается в сторону больших задержек (рис. 2б).

5. Таким образом, в настоящей работе установлено, что кинетика спонтанного свечения разлетающейся лазерной плазмы и интенсивности КАРС на том же переходе качественно различны; в частности, КАРС-сигнал довольно интенсивен даже тогда, когда спонтанное свечение значительно ослабло. Этот факт может быть использован для спектроскопии метастабильных состояний атомарных ионов. Полученные результаты хорошо воспроизводятся в численной модели.

В заключение авторы выражают благодарность профессору С.А. Ахманову за постоянное внимание и поддержку, С.М. Першину за участие в обсуждении экспериментальной схемы с двухимпульсным возбуждением лазерной плазмы и О.С. Ильясову за помощь в проведении экспериментов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г л а д к о в С.М., К о р о т е е в Н.И., Р ы ч е в М.В., С е р г е е в В.Н., Ф е д о р о в А.Б. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 12, с. 728-733.
- [2] Г л а д к о в С.М., Ж е л т и к о в А.М., К о р о т е е в Н.И., Р ы ч е в М.В., Ф е д о т о в А.Б. - Квантовая электроника, 1989, т. 16, № 2, с. 349-352.
- [3] Г л а д к о в С.М., К о р о т е е в Н.И., Р ы ч е в М.В., С е р г е е в В.Н., Ф е д о р о в А.Б. - Известия АН СССР, Сер. физич., 1986, т. 50, № 6, с. 1139-1142.
- [4] А р у м о в Г.П., К р и в о щ е к о в В.А., Л я ш А.Н., Н е х а е н к о В.А., П е р ш и н С.М., Ю з г и н А.В. - 7-я Всесоюзная конференция по взаимодействию оптического

излучения с веществом. Тезисы докладов, Ленинград, 1988. с. 192-193.

[5] Биберман Л.М., Якубов В.С., Воробьев И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982, 375 с.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
20 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13 12 июля 1989 г.  
06. 3; 08

### ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВОЛНОВОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

О.И. Белокурова, А.С. Шербаков

При создании и совершенствовании приборов оптической обработки информации все большее внимание уделяется использованию нелинейных волновых эффектов, которые лежат в основе солитонных и параметрических явлений [1, 2], оптической бистабильности [3]. С практической точки зрения несомненный интерес представляют также устройства оптической обработки с волновым гетеродинированием в среде с диспергирующими потерями. Точность спектрального  $\delta\lambda$  и частотного  $\delta f$  измерения параметров сигнала определяются неопределенностью в энергии или импульсе фотона, локализованного в области взаимодействия. При волновом гетеродинировании информация с высокочастотной волны переносится на волну разностной частоты, что увеличивает характерное время  $\tau$  и длину  $l$  распространения сигнала в среде и обеспечивает значительное повышение точности его обработки, поскольку  $\delta\lambda \sim 1/l$  и  $\delta f \sim 1/\tau$ . В данной работе сообщается об исследовании эффекта коллинеарного волнового гетеродинирования и экспериментах по его применению при оптическом анализе частотного спектра СВЧ-радиосигналов в реальном масштабе времени методами акустооптики.

В трехволновом приближении, считая воздействие волны накачки (гетеродина) с амплитудой  $a_N$  параметрической модуляцией как для сигнальной волны  $a_c$ , так и для волны разностной частоты  $a_p$ , в случае сонаправленного взаимодействия можно получить систему связанных линеаризованных укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{da_c}{dx} + \alpha_c a_c &= \mp B_p a_p A_N e^{-\alpha_N x} \cos \varphi, \\ \frac{da_p}{dx} + \alpha_p a_p &= -B_c a_c A_N e^{-\alpha_N x} \cos \varphi, \\ \frac{d\varphi}{dx} &= A_N e^{-\alpha_N x} \left[ B_c \frac{a_c}{a_p} \pm B_p \frac{a_p}{a_c} \right] \sin \varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\varphi = \varphi_c \pm \varphi_p; \quad A_N = a_N(0),$$