

## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

---

---

### СТАЦИОНАРНЫЙ РАЗРЯД, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ ПОЛЕМ СХОДЯЩЕЙСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

С.Б.Бодров, В.Б.Гильденбург, А.М.Сергеев

*Институт прикладной физики РАН*

Взаимодействие интенсивного лазерного излучения со средой привлекает внимание в связи с возможностью создания протяженных плазменных волноводов – основы современных проектов рентгеновских лазеров и ускорителей электронов. Весьма перспективными в этом плане представляются нитевидные разряды, создаваемые в результате фокусировки пучка при помощи конической линзы (аксикона). Поле волнового пучка, формируемое аксиконом, близко к полю цилиндрической волны: его радиальное распределение определяется функцией Бесселя, поэтому и сам пучок часто называют бесселевым. При помощи специального фазового корректора, располагаемого перед аксиконом, могут быть сформированы пучки с ненулевыми азимутальными индексами, благодаря чему плазменный канал будет иметь форму полой трубки. Динамика и структура разрядов в бесселевых пучках исследовалась экспериментально и путем численного моделирования несколькими группами авторов [1,2]. В данной работе предложено аналитическое описание самосогласованного стационарного распределения поля и плазмы в рамках весьма простой модели пороговой ионизационной нелинейности. Эта модель была использована ранее для случая нормального падения ионизирующего излучения [3]. В настоящей работе рассмотрен разряд в поле цилиндрической волны, сходящейся к оси симметрии под некоторым заданным углом  $\alpha$ , а также учтена керровская нелинейность вне плазмы.

При пробое газа лазерным импульсом достаточно высокой интенсивности и малой ( $\leq 10$  пс) длительности основными процессами изменения плотности плазмы являются ударная, туннельная или многофотонная ионизация. Процессы нагрева и движения газа на таких временах не успевают проявиться. При формировании канала из-за экранирующего действия плазмы амплитуда поля внутри разряда уменьшается, что приводит к резкому уменьшению скорости и практической остановке роста концентрации. При этом, благодаря весьма резкой зависимости скорости ионизации от амплитуды электрического поля в окрестности некоторого порогового значения  $E_{th}$  (порогового поля пробоя), в разряде фактически происходит самоограничение электрического поля на уровне  $E = E_{th}$ , после чего в течение некоторого промежутка времени (до начала газодинамических процессов), разряд остается в квазистационарном состоянии. Используемая нами приближенная модель

пороговой ионизационной нелинейности состоит в том, что внутри плазмы амплитуда электрического поля полагается равной величине  $E_{th}$ , а вне её – меньше  $E_{th}$ .

Нашей целью является получение зависимостей параметров разряда (диаметр канала, концентрация плазмы) от параметров излучения (мощности, угла падения). Наиболее простыми электродинамическими моделями, описывающими структуру поля при наличии плазменного столба, являются скалярная модель и модель, в которой электрическое поле имеет только одну азимутальную компоненту (симметричная ТЕ волна). В последнем случае формируемый излучением плазменный канал имеет внутри себя дырку не занятую плазмой. Внутренний радиус канала  $r_0$  в отсутствие керровской нелинейности определяется положением первого максимума функции бесселя  $J_1(k_{\perp}r)$ , где  $k_{\perp}$  – поперечное волновое число. Внешний радиус канала  $r_1$  зависит от угла падения излучения  $\alpha$  и от падающей мощности на единицу длины  $P_l$ . При большом радиусе  $r_1$  и слабой керровской нелинейности ( $r_1 \sin \alpha / \lambda_0 \gg 1$ ,  $\gamma^2 = \beta E_{th}^2 \ll \sin^2 \alpha$ ) можно получить формулу:

$$r_1 = 16P_l / cE_{th}^2 \left[ \sqrt{\sin^2 \alpha + \gamma^2} \left( 1 - \gamma^2 / (\sin^2 \alpha + \gamma^2) / 8 \right) \right]^{-1} \quad (1)$$

где  $\beta$  – коэффициент керровской нелинейности. Значение мощности на единицу длины, при котором возникает канал, равно  $P_l = 0.12cE_{th}^2/k_0$  (при  $\beta = 0$ ). Распределение концентрации внутри трубки представлено на рисунке (обозначения см. ниже).

Скалярным приближением можно воспользоваться, если угол фокусировки  $\alpha$  волны мал. В этом случае образуется сплошной плазменный цилиндр без полости внутри. Распределение концентрации описывается выражениями:  $n = n_m$  при  $\delta = 0$  и

$$n = n_m \left( 1 - (I_1(\delta \sqrt{n_m} rk_0) / I_0(\delta \sqrt{n_m} rk_0))^2 \right)$$

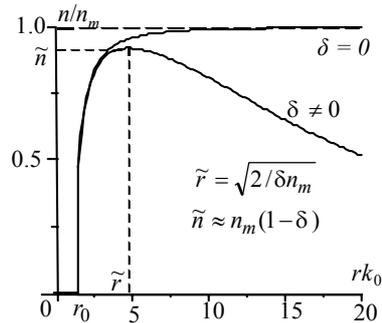
при  $\delta \neq 0$ , где  $n = N/N_c$ ,  $N_c = m\omega^2/4\pi e^2$ ,  $n_m = \sin^2 \alpha + \gamma^2$ ,  $k_0 = \omega/c$ ,  $\delta = v/\omega$ ,  $v$  – частота столкновений. Зависимость радиуса канала от падающей мощности на единицу длины совпадает с выражением (1) (в тех же приближениях). Критическая мощность возникновения канала равна  $P_l = 0.04cE_{th}^2/k_0$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 02-02-17271, 01-02-16575) и РАН (грант 1999(6)-37).

[1] Milchberg H.M., Clark T.R. //Phys. Rev. Lett. 1998. V.81. P.357.

[2] Пятницкий Л.Н. и др. //Квантовая электроника. 1999. Т.26, №3. С.229.

[3] Гильденбург В.Б., Голубев С.В. //ЖЭТФ. 1974. Т.67, Вып.1(7). С.89.



## ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО КРИСТАЛЛА Nd:YAG ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ НАКАЧКЕ

О.Н.Еремейкин, А.П.Савикин

*Нижегородский госуниверситет*

О.Л.Антипов

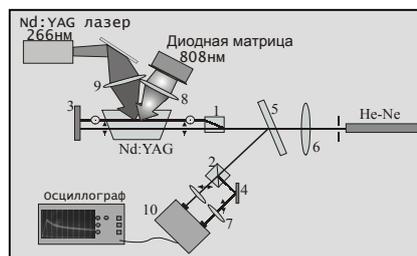
*Институт прикладной физики РАН*

Динамические изменения показателя преломления (ИПП), возникающие в лазерных кристаллах и стеклах при интенсивной накачке, могут быть обусловлены не только нагревом, но и изменением населенности возбужденных уровней ионов активатора. Связь ИПП с изменением населенности электронных уровней редкоземельных ионов объясняется различием поляризуемости этих уровней.

Результаты работы [1] показали, что “электронная” компонента ИПП лазерного кристалла Nd:YAG при интенсивной широкополосной ламповой накачке может быть обусловлена заселением высоколежащих энергетических уровней ( $^2F(2)_{5/2}$ ,  $^4D_{3/2}$  и  $^2P_{3/2}$ ) 4f-оболочки ионов  $Nd^{3+}$ . Согласно оценкам, поляризуемость этих уровней на длине волны 1064 нм на несколько порядков превышает как поляризуемость основного состояния  $^4I_{9/2}$ , так и метастабильного уровня рабочего перехода  $^4F_{3/2}$ . Заселение высокоэнергетических уровней возможно за счёт переходов с метастабильного уровня  $^4F_{3/2}$  (“поглощения из возбуждённого состояния”).

Спектроскопические исследования [2] механизмов заселения уровня  $^2F(2)_{5/2}$ , показали, что при комбинационной накачке 4-й гармоникой Nd:YAG лазера (266 нм) и диодным лазером (808 нм), обеспечивающим заселенность уровня  $^4F_{3/2}$ , происходит увеличение люминесценции с уровня  $^2F(2)_{5/2}$  на порядок и больше (по сравнению с накачкой только одной 4-й гармоникой). Такое увеличение заселенности уровня  $^2F(2)_{5/2}$  объясняется тем, что под действием 4-й гармоники происходят хорошо разрешённые межконфигурационные переходы с метастабильного уровня  $^4F_{3/2}$  в 5d-оболочку, откуда происходит безызлучательная релаксация на уровни 4f-оболочки, в том числе и на уровень  $^2F(2)_{5/2}$ .

В настоящем докладе представлены результаты интерферометрических исследований изменений показателя преломления в кристалле Nd:YAG, обусловленных заселенностью как метастабильного уровня рабочего перехода  $^4F_{3/2}$ , так и высокоэнергетического уровня  $^2F(2)_{5/2}$  ионов  $Nd^{3+}$ . Исследования проводились с помощью поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева (рис). Разность хода в кристалле Nd:YAG между двумя тестируемыми пучками со взаимно-



ортогональными поляризациями, один из которых совмещался с областью накачки, приводила к эллиптичности поляризации суммарного пучка, степень которой регистрировалась приемной схемой.

При высокоэффективной накачке кристалла мощным импульсным диодным лазером (808 нм, пиковая мощность до 250 Вт, размер пучка накачки варьировался использованием разных фокусирующих линз), была отмечена соизмеримая с тепловой “электронная” часть изменений показателя преломления, обусловленная заселением метастабильного уровня  ${}^4F_{3/2}$ .

За время импульса накачки диодного лазера (длительность 200 мкс) происходило практически линейное нарастание отклика, а затем наблюдалась релаксация, имеющая хорошо разделяемые два временных масштаба – быстрый  $\sim 250$  мкс (время релаксации уровня  ${}^4F_{3/2}$ ) и медленный  $\sim 4\div 6$  мс, в зависимости от размеров накачиваемой области. Хорошая аппроксимация релаксационного сигнала суммой двух экспонент дает основание говорить о наличии электронного и теплового механизмов изменения показателя преломления, причем их величины практически равны. Исходя из максимальных полученных полных ИПП ( $\sim 10^{-5}$ ) и электронных ИПП ( $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ ), были сделаны оценки населенности метастабильного уровня  ${}^4F_{3/2}$ , которые дают величину  $\Delta N \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при полной концентрации ионов  $\text{Nd}^{3+}$  (в 1% Nd:YAG кристалле)  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, в экспериментах достигается очень большая степень ( $\sim 20\%$ ) перекачки ионов с основного уровня в возбужденное состояние.

При комбинированной накачке диодной матрицей на 808 нм ( $\tau \sim 200$  мкс,  $E_d \sim 20$  мДж) и 4-й гармоникой Nd:YAG лазера 266 нм ( $\tau \sim 10$  нс,  $E_{4\omega} \sim 2$  мДж), были получены интерферометрические изменения, обусловленные импульсом 4-й гармоники. Наряду с тепловыделением, время релаксации  $\sim 4$  мкс, наблюдались большие по величине (соизмеримые с полными ИПП от импульса диодной матрицы) быстрые изменения со временем релаксации  $\sim 3$  мкс, что соответствует времени релаксации уровня  ${}^2F(2)_{5/2}$ . Сопоставление зависимостей ИПП от мощности накачки с результатами спектроскопических исследований [2] возбуждения уровня  ${}^2F(2)_{5/2}$  также дает основание утверждать об определяющей роли данного высокоэнергетического уровня в быстрых изменениях показателя преломления кристалла Nd:YAG.

Проведенные исследования показали важность наведенного поглощения в заселении высокоэнергетических уровней, имеющих большую степень поляризуемости, а также подтвердили определяющий вклад последних в нелинейные “электронные” ИПП кристалла Nd:YAG при интенсивной накачке.

- [1] Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю., Зиновьев А.П. //Квантовая Электроника. 1998. Т.25, № 10. С.891.
- [2] Еремейкин О.Н., Савикин А.П., Антипов О.Л //В кн.: Тр. 5-й научн. конф. по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А.А.Андропова 7 мая 2001 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАН, 2001, с.43.

## ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ БИПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА С ОДНОМОДОВОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ПОЛЯ

Н.Д.Миловский<sup>1)</sup>, П.А.Хандохин<sup>2,3)</sup>, Е.Ю.Широков<sup>2)</sup>,  
G.Bouwman<sup>3)</sup>, B.Ségard<sup>3)</sup>, P.Glorieux<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет, <sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН,  
<sup>3)</sup>Université de Lille 1, France

Nd:YAG-микрочип-лазер (длиной порядка 500 мкм) с диодной накачкой ( $\lambda_2 = 0,81$  мкм) генерировал ( $\lambda_1 = 1,06$  мкм) одну или две моды, имевшие ортогональные эллиптические поляризации и одинаковые зависимости поля от координат. Из-за наличия малой естественной анизотропии среды частоты генерируемых мод различались на частоту биений  $F_{\text{beat}}$ , величина которой (10–60 МГц) зависела от положения фокуса пучка накачки на поверхности активного элемента. Такой биполяризационный режим генерации дал возможность исследовать влияние поляризационной решётки инверсии населённости на динамику излучения лазера.

Экспериментально определялись в зависимости от азимута линейной поляризации поля накачки  $\Psi_p$  интенсивности ортогонально поляризованных компонент поля (рис. 1a), а также значения  $F_{\text{beat}}$  и релаксационных частот  $F_{\text{HF}}$ ,  $F_{\text{LF}}$  (рис. 1b) в низкочастотной части спектра флуктуаций интенсивности излучения (рис. 1c). В области изменения  $\Psi_p$ , где генерировалась одна эллиптически поляризованная мода и можно было измерить эллиптичность её поля, спектр флуктуаций интенсивности имел иной вид: в нём отсутствовал сигнал на частоте  $F_{\text{beat}}$ , и не было пика на частоте  $F_{\text{LF}}$ . При увеличении анизотропии резонатора частота  $F_{\text{beat}}$  росла, а эллиптичность (отношение малой и большой осей эллипса поляризации) поля моды уменьшалась. В области малых значений  $F_{\text{beat}}$ , изображённые на рис. 1a зависимости не полностью повторяли друг друга при прямом и обратном направлениях изменения параметра  $\Psi_p$ , и образовывали гистерезисные петли, которые характеризовали режим генерации для этих величин  $\Psi_p$  как бистабильный и указывали на фазовую чувствительность взаимодействия мод.

В развитой теоретической модели возбуждения продольно-одномодового биполяризационного лазера предполагается, что эллиптически поляризованные ортогональные поля каждой моды одинаково зависят от продольной координаты  $z$  как  $\cos(2\pi z/\lambda_1)$  и имеют незначительно отличающиеся частоты ( $\Delta\omega T_2 \ll 1$ ). Активная среда состоит из идентичных двухуровневых квантовых систем, у кото-

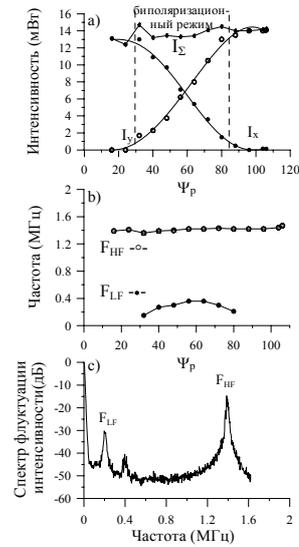


Рис. 1

рых дипольные моменты рабочего перехода линейно поляризованы в плоскости, перпендикулярной оси резонатора, и в отсутствии накачки равномерно распределены по всем направлениям (углам  $\Psi$ ). Под воздействием линейно поляризованного (по направлению  $\Psi_p$ ) поля накачки распределение активных центров трансформируется в симметричную (колоколообразную) функцию угла  $(\Psi - \Psi_p)$  [1,2]. Интерференционное поле генерации (на разностной частоте  $\Delta\omega$ ) создаёт в резонансной среде пространственную решётку инверсии, в которой, кроме постоянной составляющей  $N_0$ , важную роль в процессе взаимодействия мод играет гармоника  $N_2 \cos(4\pi z/\lambda_1)$ . Амплитуды  $N_0$  и  $N_2$  зависят от взаимной ориентации полей накачки и генерируемых мод, а также от эллиптичности поля моды. Из этого азимутально неоднородного углового распределения инверсии вклад во взаимодействие мод внесут только постоянные составляющие  $N_{00}, N_{20}$ , а также амплитуды  $N_{0c}, N_{2c}$  и  $N_{0s}, N_{2s}$  гармоник  $\cos 2\Psi$  и  $\sin 2\Psi$ . Были проанализированы численные решения системы из 10-ти действительных уравнений для шести амплитуд гармоник инверсии и комплексных амплитуд полей двух мод с ланжевеновскими источниками в правых частях. Результаты анализа представлены на рис.2 для сравнения с эквивалентным по смыслу рис.1. Они свидетельствуют о хорошем качественном совпадении теории и эксперимента и дают основание считать, что теоретическое описание вполне адекватно отражает реальные процессы фазочувствительного взаимодействия мод. Теория показывает, что моды генерируют в противофазе и, что в результате углового выжигания инверсии населенностей, появляется поляризационное низкочастотное релаксационное колебание на частоте  $F_{LF}$ . Таким образом, развитая модель объясняет зависимость динамики излучения от ориентации поля накачки. Коэффициенты, характеризующие вводимую накачкой анизотропию, могут быть установлены при согласовании теории и эксперимента.

Авторы благодарны РФФИ за поддержку работы (грант № 02-02-17046).

- [1] Casperson L.W., Reyzer K.C. //J.Appl.Phys. 1980. V.51,№12. P.6083.  
 [2] Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Milovsky N.D., Shirokov E.Yu., Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. //Quantum and Semiclassical Optics, JEOS part B. 1998. V.10,№1. P.97.

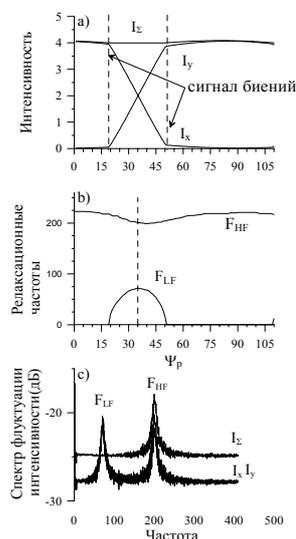


Рис.2

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ПРИ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН  
В ПОЛОСЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАНА**

**Н.Д.Миловский<sup>1)</sup>, В.М.Геликонов<sup>2)</sup>, Г.Б.Малыкин<sup>2)</sup>**

<sup>1)Нижегородский госуниверситет, <sup>2)Институт прикладной физики РАН</sup></sup>

На основании экспериментальных и теоретических исследований изменения состояния поляризации поля  $\mathbf{e}$  пробной (линейно поляризованной) волны, распространяющейся в метане навстречу (насыщавшему переход  $F_2^{(2)}$ ) излучению того же лазера ( $\lambda = 3,39$  мкм) с иной поляризацией поля  $\mathbf{E}$ , разработана полуфеноменологическая методика измерения в резонансной среде фотоиндуцированного дихроизма (а также двулучепреломления), обусловленного (в основном) магнитной сверхтонкой структурой рабочих уровней (МССРУ) и используемого для её изучения.

Теоретическая интерпретация изменения  $\mathbf{e}$  в зависимости от отстройки  $\Delta\omega$  частоты поля  $\omega$  от центра линии поглощения метана  $\omega_0$ , основана на полуклассическом векторном описании взаимодействия монохроматического поляризованного излучения со средой, которая состоит из хаотически ориентированных в пространстве и движущихся (в соответствии с законами термодинамики) двухуровневых квантовых систем, имеющих линейно  $\mathbf{d}_L$  или циркулярно  $\mathbf{d}_C$  поляризованные дипольные моменты рабочего перехода [1]. Одномерное описание не учитывает МССРУ и передачу возбуждения от одних квантовых объектов к другим, иначе ориентированным и находящимся в иной точке пространства; различие времён релаксации  $T_2$  и  $T_1$ ; а также зависимость амплитуды поля  $\mathbf{E}$  от продольной координаты  $z$ . Кроме того, при выводе уравнения для амплитуды поля  $\mathbf{e}$  предполагается, что интенсивность насыщения существенно больше  $|\mathbf{E}|^2$ , и справедливо условие  $|\mathbf{e}| \ll |\mathbf{E}|$ . Один из двух членов правой части этого уравнения описывает изменение  $\mathbf{e}$  из-за наличия (индуцированной полем  $\mathbf{E}$ ) анизотропной составляющей  $\Delta\epsilon_0$  однородной диэлектрической проницаемости [2]. Второй учитывает вклад в преобразование  $\mathbf{e}$  той части  $\mathbf{E}$ , которая отражается от пространственной “решётки”  $\epsilon_2 \cos(2kz)$ , “записанной” полем  $(\mathbf{E} + \mathbf{e})$  в нелинейной среде [3]. В условиях эксперимента, когда доплеровская ширина линии поглощения в  $10^3$  раз больше однородной, он оказывается много меньше первого. При этих приближениях усреднённая по ансамблю частиц правая часть уравнения для комплексной векторной амплитуды  $\mathbf{e}_0 \equiv e_x \mathbf{x}_0 + e_y \mathbf{y}_0$

$$(d\mathbf{e}_0/dz) \cong (-g/2) \left\{ \mathbf{e}_0 - E^2 \left[ (X_{mf} e_x \bar{x}_0 + Y_{mf} e_y \bar{y}_0) / 2 (1 + i\delta) \right] \right\} \quad (1)$$

позволяет найти дихроизм  $(\Delta\alpha_x - \Delta\alpha_y) = gE^2 [(Y_{mf} - X_{mf}) / 2 (1 + \delta^2)]$ , фотоиндуцированный в резонансной среде первого или второго типа ( $m = L, C$ ) линейно или циркулярно ( $f = L, C$ ) поляризованной волной, и установить его зависимость от безразмерной отстройки  $\delta = \Delta\omega T_2$ . Феноменологическое обобщение этого уравнения на реальную среду заключается в том, что его постоянные коэффициенты  $X_{mf}, Y_{mf}$

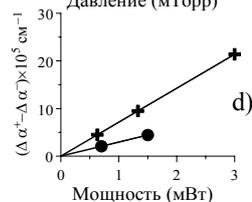
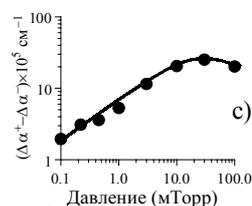
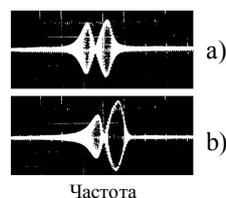
следует считать неизвестными функциями МССРУ. Тогда, измеряя величину нелинейного дихроизма, можно изучать МССРУ.

В экспериментальной установке пробный пучок проходил от кюветы с метаном к фотодетектору через “скрещенный” поляризатор, ось которого была ориентирована перпендикулярно  $\mathbf{e}_0$ . Из-за фотоиндуцированной анизотропии поляризация  $\mathbf{e}_0$  изменялась, и часть мощности пробной волны  $P$ , зависевшая от  $\delta$  и от углового смещения  $\psi$  оси поляризатора от “скрещенного” положения, попадала в фотоприёмник. Излучение лазера имело малую частотную модуляцию на частоте  $f \equiv \Delta\delta_m \sim 10^5$ , а его средняя частота свивировалась в диапазоне  $\Delta\delta_s \sim 4$ . Поэтому фототок  $\tilde{I}(\delta, \psi)$  на частоте модуляции (см. (a) и (b)) был пропорционален  $(dP/d\delta)$ . В случае  $\psi = 0$  зависимость тока от  $\delta$  имела резонансную симметричную форму “крыльев бабочки” (a) при насыщении среды как линейно ( $\mathbf{E}_L$ ), так и циркулярно ( $\mathbf{E}_C$ ) поляризованной волной  $\mathbf{E}$ . При  $\psi \neq 0$  в случае  $\mathbf{E}_L$  эта форма, называемая поляризационным резонансом, сохранялась, амплитуда тока росла, и при некотором  $\psi_L$  увеличивалась вдвое (a). В случае  $\mathbf{E}_C$  при увеличении  $|\psi|$  одно “крыло” росло, а второе уменьшалось, в результате форма исчезала (b) двух случаев насыщения среды ( $\mathbf{E} = \mathbf{E}_L$  и  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_C$ ) определяются с помощью (1). При  $\psi = 0$  они имеют одинаковую симметричную (резонансную) форму с максимумом в точке  $(\delta_M)^2 = 3$ . Этого знания достаточно, чтобы по величине угла  $\psi_L$  и толщине слоя метана определить величину дихроизма  $(\Delta\alpha_x - \Delta\alpha_y)$  на частоте  $\delta_M$  и на всех  $\delta$ .

Аналогичным образом измеряется дихроизм  $(\Delta\alpha^+ - \Delta\alpha^-)$  двух противоположно вращающихся циркулярно поляризованных компонент поля пробной волны, который эффективно индуцируется волной  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_C$ . Результаты измерения этого типа дихроизма приведены на рисунке: зависимость от давления при мощности насыщающего пучка 3 мВт (c), и зависимости от мощности пучка с циркулярной (крестики) и линейной (кружочки) поляризацией поля при давлении  $10^{-2}$  Торр (d).

Из (1) вытекает почти очевидная связь между дихроизмом и двулучепреломлением, которая позволяет вычислить его величину во всем диапазоне значений  $\delta$ .

В заключение отметим, что изучение строения вещества (в частности, МССРУ) с помощью поляризационных резонансов является одним из важных этапов развития нелинейной поляризационной лазерной спектроскопии.



[1] Миловский Н.Д. //Оптика и спектр. 1989. Т.67,№5. С.1105.

[2] Weiman C., Hansch T.W. //Phys.Rev.Lett. 1976. V.13,№20. P.1170.

[3] Якубович Е.И. //ЖЭТФ. 1969. Т.56,№2. С.676.

## ПРИМЕНЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ НЕЛИНЕЙНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ЛОКАЦИИ

Д.А.Головачев, А.Л.Умнов, В.А.Яшнов

*Нижегородский госуниверситет*

Идея интерференционной локации состоит в регистрации и идентификации объектов по возмущениям, вносимым ими в стационарные картины интерферирующих электромагнитных волн [1]. Любое смещение объекта, участвующего в формировании интерференционной картины, приводит к изменению полей, которое может быть зарегистрировано с помощью решёток датчиков, фиксирующих значения полей в дискретном наборе точек. В качестве подобных датчиков могут быть использованы нелинейные пассивные рассеиватели с оптическим управлением (НРОУ) [2]. Сигналы, переизлученные НРОУ с периодически изменяемыми параметрами, несут информацию о локальных значениях полей в месте их расположения. Для выделения на общем фоне сигнала, приходящего от каждого из рассеивателей, применяется индивидуализация спектров рассеивателей, обеспечиваемая различием частот модуляции параметров каждого из входящих в решетку элементов. Для выяснения возможности и эффективности интерпретации данных локации с помощью нейросетевых алгоритмов был подготовлен и поставлен эксперимент, схема которого приведена на рис. 1.

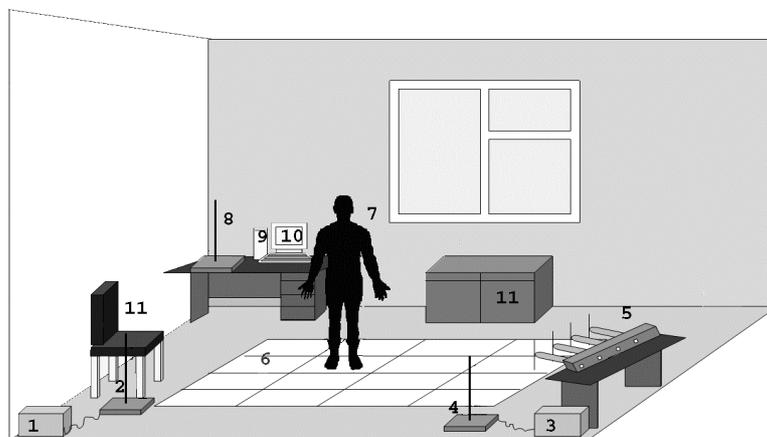


Рис.1

Здесь 1,3 – ВЧ генераторы (100 МГц, 325 МГц); 2,4 – передающие антенны; 5 – решётка оптически управляемых нелинейных рассеивателей (частоты модуляции 700 Гц, 800 Гц, 1000 Гц, 1200 Гц, соответственно); 6 – координатная сетка; 7 –

перемещающийся объект (человек); 8 – приёмная антенна; 9 – приёмник, настроенный на комбинационную частоту; 10 – АЦП и компьютер; 11 – детали интерьера.

Информация о значениях полей в месте расположения рассеивателя извлекалась из спектра огибающей ВЧ сигнала на комбинационной частоте генераторов, создающих поля в лоцируемом объеме.

В качестве нейросетевого анализатора использовалась трёхслойная сеть с радиально-базисными функциями, на входы которой подавались нормированные значения амплитуд гармоник НРОУ в спектре НЧ огибающей. При обучении сети использовались самоорганизующиеся карты Кохонена и метод обратного распространения ошибки [3]. Обучающие векторы формировались путем записи значений гармоник при нахождении лоцируемого объекта в известной точке, а так же данных о координатах этой точки. Соответствующие целевые векторы характеризовали координаты точки. Формирование обучающих векторов и интерпретация данных локации производились в масштабе реального времени.

На рис.2 показаны восстановленные с помощью нейронной сети положения объекта (человека) на координатной сетке размером  $3\text{м} \times 2\text{м}$ .

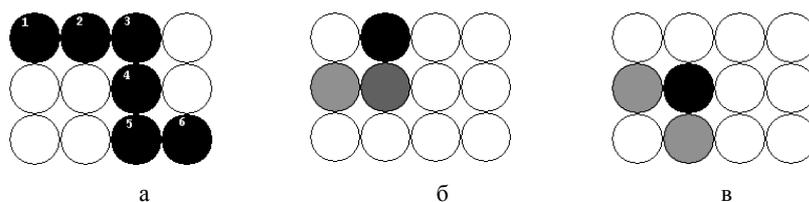


Рис.2.

Примеры определения местоположения объекта: а) траектория движущегося объекта (цифры показывают последовательность перемещения); б) “след”, возникающий при большой скорости объекта (обусловлен недостаточно высокой скоростью обработки и вывода информации); в) определение координаты объекта при высоком уровне шума.

Интенсивность черного цвета пропорциональна вероятности присутствия объекта в данной точке координатной сетки.

Работа выполнена при поддержке Минпромнауки РФ (контракт N 40.020.1.1.171), гранта РФФИ N 01-02-16949, гранта Министерства Образования РФ N E00-3.5-227 и гранта программы “Ведущие научные школы” N 00-15-96772.

- [1] Умнов А.Л., Царапкин Н.Ю., Яшнов В.А. //В кн.:Тр. (пятой) научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2001 г. /Ред. А.В.Якимов. – Н.Новгород: ТАЛАМ, 2001, с.49.
- [2] Кашин А. В., Умнов А. Л., Яшнов В. А. //Письма в ЖТФ. 2001. Т.27, Вып. 7. С.26.
- [3] Уоссерман Ф. Нейрокомпьютерная техника: Теория и практика –М.: Наука, 1996.

**ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ ФУЛЛЕРЕН -  
СОДЕРЖАЩИХ КОМПОЗИЦИЙ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ОБРАЗОВАНИЕМ  
АНИОН-РАДИКАЛОВ**

**О.Л.Антипов<sup>1)</sup>, Г.А.Домрачев<sup>2)</sup>, И.В.Юрасова<sup>3)</sup>**

*<sup>1)</sup>Институт прикладной физики РАН, <sup>2)</sup>Институт металлоорганической химии  
РАН, <sup>3)</sup>Нижегородский госуниверситет*

Целью настоящей работы является исследование механизма оптической нелинейности новых органических композиций, содержащих проводящий полимер поливинилкарбазол (ПВК), сенсibiliзирующий фуллерен  $C_{70}$  и пластификатор (в процентном соотношении 45:0.5:54,5%). Для определения природы нелинейности тонких пленок изучаемого материала (60...100 мкм) были использованы как оптические методы (на длине волны гелий-неонового лазера  $\lambda = 0,633$  мкм), так и спектроскопические.

При распространении гауссова лазерного пучка через слой среды наблюдался эффект самодифракции, что является доказательством того факта, что исследуемая композиция обладает оптической нелинейностью. Характерное время формирования нелинейной линзы в образце составило  $\sim 10$  мин, время ее релаксации – 10...20 мин. Подобные временные масштабы позволили сделать вывод о том, что наблюдаемая линза не является тепловой, поскольку время ее релаксации существенно превосходит время температуропроводности полимера на толщине пленки. Очевидно также, что реализующаяся нелинейность не может иметь фоторефрактивную природу, ввиду отсутствия в составе исследуемой смеси электрооптического компонента. Нелинейное изменение показателя преломления образца вследствие фотохимических процессов в нашем эксперименте за время измерений также не наблюдалось.

Величина нелинейности, а также ее знак были определены с использованием стандартного метода z-сканирования. Оценка максимального значения изменения показателя преломления исследуемого образца составила величину  $\Delta n = -3 \times 10^{-3}$  (отрицательный знак соответствует дефокусирующей нелинейности).

Экспериментально исследовалось нелинейное взаимодействие двух лазерных волн, пересекающихся в слое исследуемой композиции. Интерференционное поле двух пучков модулировало показатель преломления среды. Самодифракция исходных волн на формирующейся голограмме приводила к асимметричному энергообмену между пучками, в результате чего слабая (пробная) волна усиливалась за счет сравнительно сильной волны (накачки). Величина константы энергообмена составила величину  $\Gamma = 164 \text{ см}^{-1}$ . Наблюдение эффекта двухволнового взаимодействия было возможно как при приложенном извне постоянном электрическом поле, так и без него. Величина поля варьировалась в диапазоне 1...10 В/мкм, однако увеличение напряженности внешнего поля не приводило к увеличению константы энергообмена, уменьшая, тем не менее, характерное время формирования решетки показателя преломления.

Одним из объяснений нелинейного изменения показателя преломления является модификация фуллерена  $C_{70}$  в его анион-радикал  $C_{70}^-$  под действием лазерного излучения. Подобный эффект должен сопровождаться изменением спектра пропускания полимерной пленки при освещении, поскольку спектр анион-радикала фуллерена, как известно, отличается от спектра молекулы фуллерена [1]. В связи с этим, для выяснения механизма нелинейности были проведены измерения спектров пропускания исследуемых пленок до и после лазерного облучения. Результаты этого эксперимента представлены на рис.1. Пунктирная кривая соответствует спектру нового образца, а сплошная – спектру этого же образца, но после длительного освещения лазером (время экспозиции выбиралось по известному характерному времени процесса, определенному из двухволнового эксперимента).

Таким образом, наиболее вероятной причиной изменения показателя преломления изучаемых веществ является модификация их спектра под воздействием света, обусловленная, в свою очередь, возникновением анион-радикалов фуллерена при освещении.

Механизм образования анион-радикала можно пояснить следующим образом (рис.2). Вследствие поглощения кванта света фуллереном его электрон переходит из основного состояния на более высокие синглетные уровни, после чего безызлучательно релаксирует на возбужденный триплет. Электронная вакансия, появившаяся на основном уровне, занимает электрон с ближайшего энергетического уровня ПВК. Образовавшаяся дырка мигрирует по электронной системе ПВК до тех пор, пока не захватывается ловушкой. После окончания освещения концентрация анион-радикалов уменьшается вследствие рекомбинации.

Таким образом, показатель преломления композиции изменяется вследствие различия поляризуемости анион-радикала фуллерена по сравнению с поляризуемостью исходной молекулы фуллерена. Эффект изменения показателя преломления различных веществ при возбуждении молекул, имеющих разную поляризуемость в основном и возбужденном состояниях, достаточно хорошо известен [2].

[1] Конарев Д.В., Любовская Р.Н. //Успехи химии. 1999. №1. С.23.

[2] Антипов О.Л., Кужелев А.С., Лукьянов А.Ю. и др. //Квантовая электроника. 1998. №25. С.891.

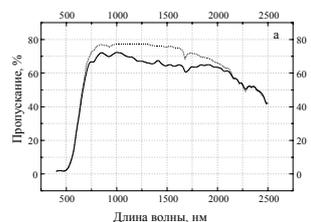


Рис.1

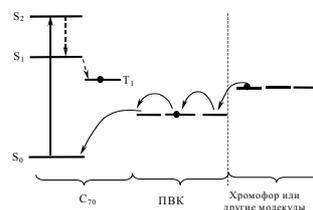


Рис.2

## О ВОЗМОЖНОСТИ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ЛОКАЦИИ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОФИЛЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД

А.Н.Резник<sup>1)</sup>, Н.В.Юрасова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт физики микроструктур РАН, <sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет

Активная ближнеполюсная СВЧ локация позволяет осуществлять диагностику неоднородностей диэлектрической проницаемости сред. В настоящее время данные методы применяются для изучения поверхностной структуры объектов, в частности, для обнаружения дефектов в полупроводниковых и сверхпроводящих пленках [1].

В данной работе рассматривается возможность применения ближнеполюсной СВЧ локации для восстановления подповерхностных профилей диэлектрической проницаемости и температуры поглощающих сред. Теоретически исследован частотный отклик микроволнового зонда, представляющего собой антенну электрически малых размеров  $D \ll \lambda$  ( $D$  – диаметр апертуры,  $\lambda$  – длина волны), расположенную на высоте  $h_a \ll \lambda$  над поверхностью исследуемой среды. Антенна подключена в качестве нагрузки к микроволновому резонатору с резонансной частотой  $f_0$ . Изменение диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  среды вблизи апертуры меняет импеданс антенны и, следовательно, приводит к сдвигу частоты  $f_0$ , что и является источником информации о вертикальном профиле  $\epsilon(z)$ . В качестве объекта исследования рассматриваются биоподобные среды (на первом этапе – вода), для которых неоднородность  $\epsilon$  определяется профилем температуры среды  $T(z)$ . Таким образом, исследуется возможность подповерхностной температурной диагностики подобных сред. Действительная часть диэлектрической проницаемости воды ( $\epsilon_1$ ) практически не зависит от температуры, а для мнимой части справедливо соотношение:  $|\Delta\epsilon_2| \ll |\epsilon|$ , поэтому задача об отклике зонда на неоднородность  $\epsilon$  решалась методом возмущений.

В результате было получено интегральное уравнение, связывающее измеряемую среднеглубинную температуру среды  $T_{av}$  с профилем  $T(z)$ :

$$T_{av} = \int_{-\infty}^0 K(D, h_a, z) T(z) dz .$$

Важно, что характерная глубина усреднения  $d_{eff}$  в полученном уравнении определяется размером антенны  $D$  и ее высотой  $h_a$ . Результаты расчета зависимости  $d_{eff}(D)$  для  $\lambda=50$  см,  $T=27^\circ\text{C}$ ,  $S=3$  г/дм<sup>3</sup> ( $S$  – соленость воды) представлены на рис.1. Видно, что изменение  $D$  и  $h_a$  антенны позволяет осуществлять температурное зондирование среды от тонких приповерхностных слоев до глубины скин-слоя  $z \approx d_{sk}$ .

Исследование возможностей температурной диагностики сред выполнено для условий, реализующихся в экспериментальной установке [2]. Профили температуры в различные моменты времени  $t$  после включения нагревателя показаны на

рис.2. Величина  $T_{av}$  определяется из измерений сдвига резонансной частоты  $\delta f$  зонда, минимальное регистрируемое значение которого оценено нами на уровне  $\delta f/\Delta f = 0,01$  (где  $\Delta f$  – ширина частотной полосы антенны). Зависимости  $\delta f/\Delta f(D)$  для  $T(z)$  из рис.2 приведены на рис.3 ( $\lambda=50$  см,  $h_a=0$ ,  $S=3$  г/дм<sup>3</sup>,  $\Delta f=15$  МГц – микрополосковый резонатор), откуда можно видеть, что минимальный размер  $D_{min}$  антенны лежит в пределах  $0,5 \text{ мм} < D_{min} < 2$  мм. Согласно данным на рис.1, это позволяет осуществлять температурную диагностику сред на глубины от  $z_{min} \approx 0,5$  см до  $z_{max} \approx 0,65 d_{sk} = 2,6$  см (значение  $z_{max}$  соответствует  $D_{max} \approx 5-10$  см). Восстановление температурных профилей может быть осуществлено в результате обращения полученного интегрального уравнения по данным измерений  $T_{av}$  для нескольких значений  $D$  или  $h_a$ . Зависимости  $T_{av}(D)$  показаны на рис.4 для профилей  $T(z)$  из рис.2.

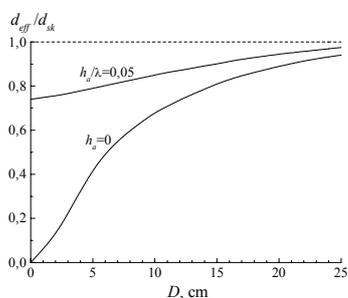


Рис.1

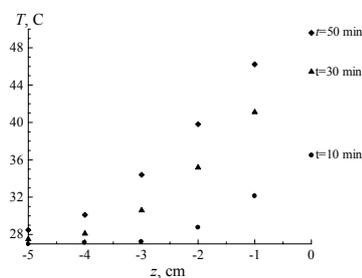


Рис.2

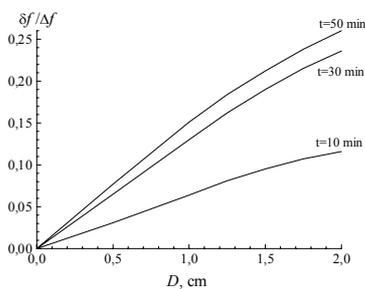


Рис.3

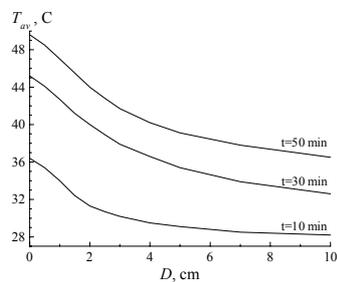


Рис.4

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 01-02-16432.

- [1] Vlahacos C.P., Black R.C., Anlage S.M. et al. //Appl. Phys. Letters. 1996. V.69,№21. P.3272.  
 [2] Вакс В.Л., Гайкович К.П., Резник А.Н. //Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т.45,№1. С.8.

## ИОНИЗАЦИОННОЕ САМОКАНАЛИРОВАНИЕ ВИСТЛЕРОВ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.В.Доброхотов, Г.А.Марков

*Нижегородский госуниверситет*

Ионизационное самовоздействие волновых полей в свистовом диапазоне частот ( $\omega_{\text{НГ}} < \omega < \omega_{\text{Вс}}$ , где  $\omega_{\text{НГ}}$  – частота нижнегибридного резонанса,  $\omega_{\text{Вс}}$  – гирочастота электронов) допускает совместную концентрацию ионизирующего излучения и образующейся плазмы. В результате такого самовоздействия наблюдается фокусировка волновых полей и формирование тонких, в масштабе длины волны, плазменно-волновых каналов, локализирующих энергию излучения и ее выделение в узкой магнитной силовой трубке [1,2]. В ближней квазистатической зоне ВЧ источника формирование канала определяется полем квазипотенциальных плазменных волн, запертых в шнуре плотной плазмы за счет полного внутреннего отражения. Продольный масштаб канала, образованного в результате плазменно-волнового разряда, может быть достаточно большим  $L_{\parallel} \sim \lambda_{\parallel} \omega / v_e > \lambda_0$ , где  $v_e$  – частота столкновений электронов,  $\lambda_{\parallel}$  – продольная длина плазменной волны,  $\lambda_0$  – вакуумная длина волны.

В нарастающем вдоль канала магнитном поле возможно существенное уменьшение поперечного масштаба и увеличение плотности плазмы в канале из-за уменьшения поперечной диффузии  $D_{\perp} \sim 1/\omega_{\text{Вс}}^2$  и фокусировки потоков заряженных частиц с поверхности резонансного конуса [1,2] ВЧ источника. Коэффициент замедления волны, бегущей вдоль разрядного канала, уменьшается с ростом плотности плазмы в нем, поэтому возможна трансформация квазипотенциальной (плазменной) волны в длинноволновую вистлерную моду. Можно ожидать, что при этом изменится энергетический спектр электронов в разрядном канале.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования ионизационного самоканалирования плазменных волн и вистлеров в нарастающем магнитном поле. Обнаружена и исследована трансформация плазменной волны, формирующей разрядный канал вблизи ВЧ источника, в вистлерную моду в области повышенной напряженности магнитного поля, где плотность в канале уже достаточно велика, а амплитуда волновых полей еще достаточна для формирования волновода. Оказалось, что такая трансформация происходит со значительным ростом продольной длины волны в области сильного поля.

Разряд возбуждается в стеклянной камере длиной 1800 мм и диаметром 60 мм при давлении воздуха  $p \sim 10^{-3}$  Торр квадрупольной антенной из трех колец диаметром 60 мм, размещенных вдоль оси камеры у ее конца на расстоянии  $\sim 60$  мм друг от друга. ВЧ напряжение ( $f_0 = 200$  МГц,  $V_0 = 50$  В) от генератора ГСТ-2 ( $W_0 \sim 20$  Вт) подводилось к возбуждающим кольцам коаксиальным кабелем. Крайние кольца были соединены с внешней обмоткой кабеля, а центральное кольцо соединилось с внутренней жилой кабеля. Продольное магнитное поле создавалось двумя соленоидами с автономным питанием, что позволяло изменять распределение напряженности поля вдоль оси камеры от квазиравномерного до пробочного с максимумом

поля на расстоянии  $\sim 1$  м от ВЧ источника. Изменение величины магнитного поля вдали от ВЧ источника не влияло на согласование источника с разрядом и, следовательно, на параметры плазменно-волноводного канала вблизи источника, но позволяло исследовать сжатие канала и изменение параметров плазмы в магнитной пробке.

Плотность плазмы в канале определялась с помощью интерферометра на частоте 9,74 ГГц и по дисперсии поверхностных волн, направляемых разрядным каналом. Диаметр канала определялся размером области яркой светимости плазмы. Энергетический спектр заряженных частиц в канале определялся экранированным четырехсеточным зондом, расположенным на выходе из магнитной пробки в торце разрядного баллона.

Из прямых измерений длины волны излучения, формирующего канал, обнаружено, что при  $V_0 > 500$  Гс длина волны определяется масштабом пространственного периода катушек магнитного соленоида ( $\lambda_{||} \sim 32$  см). С увеличением магнитного поля в пробке плотность плазмы в этой области растет в соответствии с уменьшением коэффициента поперечной диффузии и поперечного сечения канала, затем рост плотности замедляется и при  $V_{\max} > 3000$  Гс выходит на уровень  $N_e \sim 10^{12}$  см $^{-3}$ , который определяется, по-видимому, величиной подводимой к разряду ВЧ мощности. Длина волны в пробке при  $V_{\max} > 3000$  Гс возрастает до 50 см, оставаясь вблизи возбуждающей антенны на прежнем уровне  $\lambda_{||} = 32$  см. Коэффициент замедления и структура поля волны в пробке соответствует вистлерной моде в отличие от плазменной волны, формирующей канал вблизи источника.

Таким образом, в результате исследования обнаружена возможность управления параметрами плазмы волнового разряда в заданной неоднородностью магнитного поля области пространства и трансформация квазипотенциальной (плазменной) волны в длинноволновую вистлерную моду.

Работа поддержана фондами РФФИ (01-02-16949), КЦФЕ (Е 00-3.5-227) и программой поддержки ведущих научных школ, грант № 00-15-96772.

[1] Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.29. С.672.

[2] Марков Г.А. // ЖЭТФ. 1998. Т.113, вып. 4. С. 1989.

## РЕАЛИЗАЦИЯ РЕЖИМА СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В САМОСТАРТУЮЩИХ ЛАЗЕРАХ

А.П.Зиновьев<sup>1)</sup>, О.Л.Антипов<sup>2)</sup>, Г.Е.Юдакин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Нижегородский государственный университет

<sup>2)</sup> Институт прикладной физики РАН

Интенсивное исследование самостартующих лазеров с голографическим резонатором, сформированным динамическими решетками, наведенными самими пучками генерации, позволило реализовать эти системы с использованием различных нелинейных сред: лазерных кристаллов, твердотельных поглотителей, жидкостей и фоторефрактивных кристаллов, и т.д. [1-2]. Была достигнута генерация импульсов

микросекундной и наносекундной длительности, а также непрерывного излучения. В предлагаемой работе мы представляем результаты наших исследований возможности синхронизации мод в самостартующих лазерах с резонатором, сформированным с участием динамических решеток, наведенных в полимерном слое насыщающегося поглотителя (НП) на красителе с быстрой оптической нелинейностью.

Был использован НП на основе полиметина в полиуретановой матрице с пикосекундным временем релаксации [3] в качестве нелинейной среды. Пленка этого НП толщиной 400-1000  $\mu\text{m}$  была помещена между двумя стеклянными пластинками, а толщиной 100-300  $\mu\text{m}$  располагалась между диэлектрическим зеркалом и стеклянной пластинкой. Исследовались различные схемы резонатора самостартующего лазера с одним выходом. В нескольких экспериментальных схемах была зарегистрирована генерация. Наиболее часто генерировались оптические импульсы длительностью несколько сот наносекунд. Этот факт может быть объяснен преобладанием медленной тепловой нелинейности в НП.

Достаточно интересный результат наблюдался в схеме с многочисленным пересечением волн в нелинейном слое (рис. 1.). Толщина нелинейного слоя составляла 100  $\mu\text{m}$ , и угол пересечения составлял примерно 0,1 радиан для всех трех пар волн. Голографические решетки в тонкой среде обеспечивали взаимодействие пересекающихся волн благодаря высоким порядкам дифракции. Использование нелинейного слоя как в качестве среды для динамической голограммы, так и обычного НП позволило достичь генерации последовательности импульсов субнаносекундной длительности. Временная динамика последовательности импульсов слабо варьировалась от одного импульса накачки к другому. Выходная энергия последовательности импульсов, состоящей из 20-30 пачков, достигала 15 мДж.

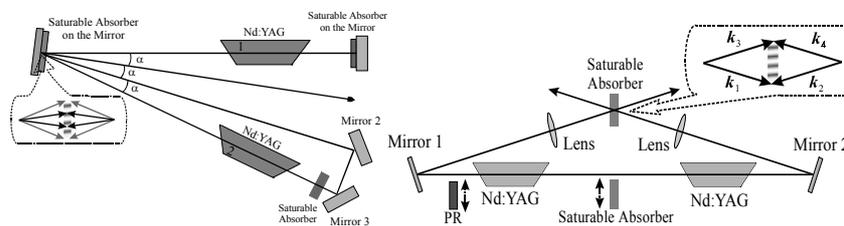


Рис. 1.

Экспериментальные схемы самостартующих лазерных генераторов.

Экспериментальное изучение схем кольцевых лазерных генераторов с нелинейным зеркалом (на основе слоя полимера, допированного красителем) стало логическим продолжением предыдущей серии экспериментов. Две оптические волны, пересекаясь в нелинейном слое, наводили просветные решетки населенности в насыщающемся поглотителе. Эти решетки замыкали резонатор, обеспечивая отражение пересекающихся волн из одного направления в другое. Нелинейный слой играл роль нелинейного дважды фазово-сопряженного зеркала. Порог генерации такой схемы оказался значительно выше по сравнению с генератором с одним

выходом. Однако режим синхронизации мод достигался более легко. Была зарегистрирована генерация последовательности пикосекундных импульсов.

- [1] Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. //Opt. Lett. 1995. V.20. P.1704.
- [2] Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinoviev A.P. //Journal of Optical Society of America B. 2001. V.18. P.13.
- [3] Bezrodnyi V.I., Ishchenko A.A., Karabanova L.V., Slominskii Yu.L. //Quant. Electr. 1995. V.22. P.849.

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОМПЕНСАЦИИ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В МОЩНЫХ САМОСТАРТУЮЩИХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ**

**А.П.Зиновьев<sup>1</sup>, О.Л.Антипов<sup>2</sup>, В.В.Ахметов<sup>1</sup>, Г.Е.Юдакин<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет*

*<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН*

Развитие мощных лазерных систем с высоким качеством пучка в последние годы обусловлено требованиями современных технологий: прецизионная обработка материалов, лазерное зондирование атмосферы, различные медицинские аспекты. Самостартующие лазеры с голографическим резонатором, сформированным динамическими решетками, наведенными самими пучками генерации в активном кристалле, являются основными претендентами на роль таких систем из-за своей возможности динамического управления качеством выходного пучка, и высокой средней мощностью выходного пучка [1-3]. Однако, стоит отметить, что при работе в частотно-импульсном или непрерывном режиме в кристаллах Nd:YAG, вырезанных по кристаллографическому направлению [111], происходит деполяризация исходно поляризованного излучения на уровне 30-40% [4-5]. В этом докладе мы представляем результаты наших исследований возможности компенсации деполяризации излучения в мощном самостартующем лазерном генераторе.

Идея компенсации деполяризации излучения, накопившейся за прохождение через лазерный кристалл, сводится к использованию двух одинаковых активных кристаллов, расположенных вплотную друг к другу, и  $90^0$  вращателя поляризации между ними [5]. При экспериментальной реализации данной идеи мы сталкиваемся с технической трудностью размещения кристаллов на предельно близких расстояниях, что делает данную возможность компенсации нерезализуемой. По этой причине нами использована телескопическая система переноса изображения из одной точки пространства в другую, позволяющая расположить лазерные кристаллы на значительном удалении. Что, в свою очередь, позволяет осуществить компенсацию эффекта статической деполяризации экспериментально. Показано, что система с переносом изображения и поворотом поляризации позволяет снизить деполяризацию прошедшего излучения до 5-7%.

На основе полученных результатов предложена схема самостартующего лазерного генератора с компенсацией деполяризации. В состав установки входили два лазерных кристалла Nd:YAG Ш12х135 мм,  $M_i$  – диэлектрические зеркала,  $F_i$  – лин-

зы и  $90^0$  кварцевый вращатель. Линзы  $F_2$  и вращатель составляли систему переноса изображения, а  $F_1, F_3, F_4$  в сочетании с термонаведенными в кристаллах линзами являлись телескопическими системами, коллимирующими излучение в сформированном резонаторе. Лазерный генератор работал в частотно-импульсном режиме с частотой повторения 27 Гц. Средняя по времени выходная мощность составила 250Вт при качестве пучка  $M_x^2=4,5$  и  $M_y^2=3,7$ .

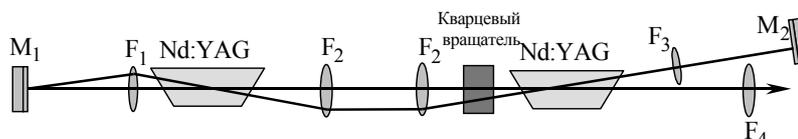


Рис. 1

Схема экспериментальной установки с компенсацией деполяризации

Экспериментальные исследования подтвердили возможность компенсации деполяризации излучения в самостартующих схемах, что предоставило возможность получения мощного выходного излучения с качеством пучка, близким к дифракционному пределу.

- [1] Damzen M.J., Green R.P.M., Syed K.S. //Opt. Lett. 1995. V.20. P.1704.
- [2] Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Vorob'yov V.A., Zinov'ev A.P. // Optics Communications. 1998. V.152. P.313.
- [3] Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Chausov D.V., Zinoviev A.P. //Journal of Optical Society of America B. 2001. V.18. P. 13.
- [4] Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. –М.: Радио и связь, 1995, с. 311.
- [5] Lü Q., Kugler N., Weber H., Dong S., Müller N., Wittrock U. //Optical and Quantum Electronics 1996. V.28. P.57.