

Спектр антистоксова комбинационного ионного лазера в Λ -схемах с различными параметрами уровней

С.А.Бабин, С.И.Каблуков, С.М.Кобцев, В.В.Потапов, Д.В.Чуркин

Исследована зависимость мощности генерации комбинационного лазера в режиме стоячей волны от частоты накачки, находящейся вблизи резонанса с ионными уровнями. Проведено сравнение спектра излучения в двух Λ -схемах Ar II, различающихся временем жизни конечного уровня. В схеме с долгоживущим конечным уровнем при точном резонансе наблюдается резкий пик с амплитудой, превышающей в 1.5–2 раза амплитуду широкого контура, а в схеме с короткоживущим конечным уровнем спектральная особенность вблизи резонанса не наблюдается. Проведен анализ эффекта на основе модели, учитывающей кулоновское рассеяние ионов. Показано, что пик формируется из-за различного уширения беннетовских структур в распределении населенности рабочих уровней по скоростям. Во второй Λ -схеме вклад конечного уровня оказывается малым по амплитуде и резкий пик в спектре исчезает в соответствии с предсказаниями модели.

Ключевые слова: комбинационный лазер, ионный лазер, Λ -схема, кулоновское уширение, диффузионная ширина.

1. Введение

Несмотря на серьезный прогресс в области твердотельных и полупроводниковых лазеров, аргоновые лазеры до сих пор остаются наиболее мощными и доступными источниками непрерывного перестраиваемого излучения в синей, фиолетовой и УФ областях спектра с большой временной и пространственной когерентностью. В последнее время интерес к аргоновым лазерам возрос еще и в связи с возможностью их применения в качестве источников УФ излучения в технологии записи брэгговских решеток в оптоволокне. Такие решетки широко используются в волоконно-оптических телекоммуникационных системах [1].

Прямая генерация в УФ области на линиях Ar II возможна в диапазоне 275–379 нм. Вторые гармоники сильных линий Ar II имеют меньшую мощность, но более короткие длины волн: 244 и 257 нм. Одним из перспективных способов получения коротковолнового излучения является также генерация в резонансной антистоксовой схеме ВКР на линиях Ar II [2, 3]. В Λ -схеме (см. рис.1), излучение накачки с частотой ω_p преобразуется в излучение комбинационного лазера с частотой $\omega > \omega_p$. Впервые непрерывная генерация в антистоксовом комбинационном лазере была получена на атомарных переходах неона [4]. Использовалась Λ -схема с известными лазерными линиями с $\lambda = 1.52$ и 1.15 мкм. Позже в этой схеме в зависимости мощности генерации комбинационного лазера от частоты накачки (перестроечной кривой комбинационного лазера) был зарегистрирован узкий нелинейный резонанс [5]. Неглубокий (менее 10%), но резкий провал с шириной запрещенного перехода $n-l$ четко просматривался на фоне широкого спектрального

распределения. В резонаторе комбинационного лазера волна накачки была бегущей, а генерируемая волна – стоячей. Возникновение такой структуры связано с перекрытием в распределении по скоростям когерентностей, введенных компонентами стоячей волны. Авторами [5] дано количественное описание полученного спектра и показана возможность прецизионного определения по резонансу константы релаксации запрещенного перехода. Позднее была реализована стоксова и антистоксова генерация на линиях атомов Ne и Ar, не являющихся лазерными [6, 7].

Поскольку ионные спектры по сравнению с атомарными имеют более коротковолновые линии, в Λ -схеме с использованием Ar II возможно получение высокого коэффициента преобразования ($\sim 25\%$ в максимуме) в коротковолновой части спектра [2]. Для преобразования излучения использовались относительно долгоживущие стартовый и промежуточный уровни $3d^2P_{3/2}$ ($\tau_n \sim 30$ нс) и $4p^2S_{1/2}^0$ ($\tau_m \sim 10$ нс) [8, 9], а быстрораспадающийся конечный уровень Λ -схемы $4s^2P_{3/2}$ ($\tau_l \sim 0.35$ нс) является нижним уровнем обычных лазерных линий (см. схему на рис.1,б). Отметим, что параметры стартового уровня $3d^2P_{3/2}$ не были оптимальными (населенность и время жизни невелики). Благодаря оптимизации стартовых уровней Λ -схем на ионных переходах в плазме аргонового лазера эффективность преобразования достигла 60% [3] при диапазоне перестройке ± 4 ГГц. В качестве стартовых возможно использование и метастабильных уровней $3d'^2G$ и $3d^4F$, не имеющих радиационной релаксации. Однако в условиях разряда их время жизни ограничено столкновениями с электронами ($\tau < 100$ нс) [10]. Плазменная специфика среды ведет к возникновению новых эффектов, обусловленных ион-ионными столкновениями [11], которые, в частности, могут приводить к значительному увеличению выходной мощности комбинационного лазера.

Один из таких эффектов был обнаружен при исследовании перестроечных характеристик комбинационного

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Коптьюга, 1; e-mail: babin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 20 февраля 2002 г.

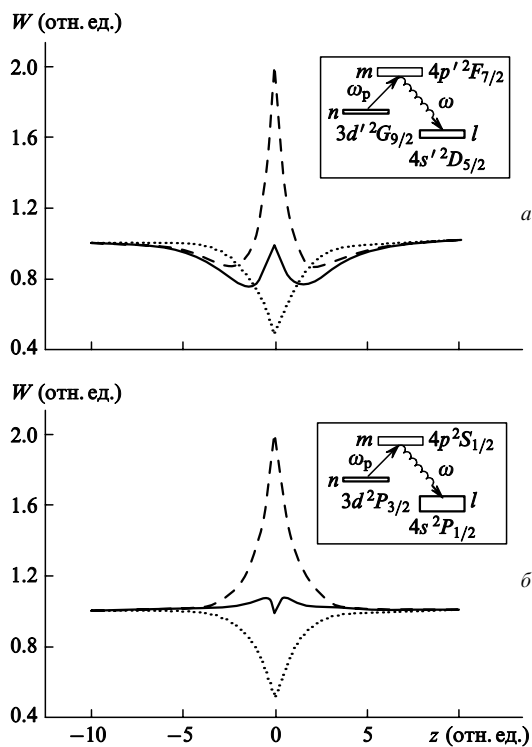


Рис.1. Расчет спектральных кривых по формуле (1) (сплошные линии) для схем с долгоживущим ($q = 1.4$; а) и короткоживущим ($q = 0.2$; б) конечными уровнями ($q = (\Gamma_m/\Gamma_l)^{1/2}$). Штриховые линии – числитель, а пунктир – знаменатель в формуле (1). Линейное поглощение (усиление) не учитывается. На вставках приведены схемы уровней.

ионного лазера [12]. Использовалась Λ -схема с относительно долгоживущим конечным уровнем, показанная на рис.1,а. Волна накачки была бегущей, а генерируемая волна – стоячей. В частотной зависимости мощности комбинационной генерации был обнаружен резкий пик, при этом выполнялось следующее соотношение: $\Omega = (k/k_p)\Omega_p$, где $\Omega_p = \omega_p - \omega_{mn}$, $\Omega = \omega - \omega_{ml}$ – отстройки от соответствующего резонанса, а k и k_p – волновые числа излучений генерации и накачки. Такая форма спектральной кривой была неожиданной, т. к. отличалась от наблюдавшейся в атомарном неоне [5] в схеме с близкими параметрами уровней.

В настоящей работе проводится сравнение двух Λ -схем комбинационного лазера. В первой схеме с относительно долгоживущим конечным уровнем красное излучение накачки с $\lambda = 611$ нм преобразовывалось в синее с $\lambda = 461$ нм (см. вставку на рис.1,а). Во второй схеме с короткоживущим конечным уровнем излучение накачки с $\lambda = 648$ нм преобразовывалось в излучение с $\lambda = 458$ нм (см. вставку на рис.1,б). В табл.1 приведены константы релаксаций $\Gamma_n, \Gamma_m, \Gamma_l$ уровней n, m, l и коэффициенты Эйнштейна A_{nm}, A_{ml} переходов $m - n, n - l$ для использованных схем. Исходя из специфики влияния кулоновских столкновений на спектральные характеристики комбинационного лазера [12], данные схемы должны дать

принципиально разные спектральные зависимости, что и наблюдалось в эксперименте, который описан ниже.

2. Модель

Усиление для генерируемой волны на переходе $m - l$ складывается из эффектов, индуцированных оптической накачкой: переноса населенности с уровня n на уровень m и когерентных двухфотонных процессов, возникающих из-за поляризации ρ_{nl} на запрещенном переходе. Кулоновские столкновения приводят к затуханию поляризации ρ_{nl} . Время жизни поляризации ρ_{nl} можно оценить как $\tau_D \approx [D(k - k_p)^2]^{-1/3} \sim 10^{-9}$ с $\ll \Gamma_m^{-1}, \Gamma_n^{-1} \leq \Gamma_l^{-1}$, так что когерентными процессами при анализе основных эффектов можно пренебречь. Здесь $D = v v_T^2/2$ – коэффициент диффузии в пространстве скоростей, v – эффективная частота ион-ионных столкновений, v_T – тепловая скорость.

Появление резкой структуры при нулевой отстройке можно увидеть в контуре усиления уже в линейном приближении, рассматривая только динамику населенностей. Поля индуцируют структуры Беннетта в распределении населенностей по скоростям. Кулоновские ион-ионные столкновения в плазме разряда приводят к диффузии ионов в пространстве скоростей, поэтому чем больше время жизни уровня, тем сильнее уширяется пик (или провал) Беннетта, а его форма в пределе сильной диффузии становится экспоненциальной с шириной $\Delta D_j \approx k v_T (v/2\Gamma_j)^{1/2}$ ($j = m, n, l$) [13]. Поэтому изменения в распределении разности населенностей по скоростям на рабочем переходе $m - l$ комбинационного лазера, индуцированные бегущей волной накачки, представляют собой разность экспоненциальных контуров с различающимися ширинами, центрированными по резонансной скорости $v^* = \Omega_p/k_p$.

При отстройке $\Omega_p > \Gamma_j, \Delta D_j$ от резонанса с нелинейной структурой, индуцированной полем накачки, взаимодействует только сонаправленная компонента бегущей волны, при этом $v^* = \Omega/k = \Omega_p/k_p$. В точном резонансе ($\Omega_p = 0$) встречные компоненты излучения комбинационного лазера взаимодействуют с одной и той же группой возбужденных ионов, что и приводит к появлению резкой структуры в линии усиления при $\Omega = 0$. При этом в схеме с долгоживущим конечным уровнем l в линии усиления формируется пик на фоне более широкого провала, т. к. пик, соответствующий уровню m , уширяется меньше, чем пик, соответствующий уровню l . В схеме с короткоживущим конечным уровнем ситуация может быть обратной.

Для количественного анализа эффекта в разных схемах воспользуемся аналитическим выражением, полученным в [12] в следующих приближениях: учитывалось насыщение на рабочем переходе комбинационного лазера, пренебрегалось вкладом когерентных эффектов, высшими пространственными гармониками и насыщением поглощения поля накачки, считалось, что диффузионная ширина много больше релаксационных констант и много меньше доплеровской ширины. В этом

Табл.1. Параметры уровней.

Переходы	$\Gamma_n (10^7 \text{ c}^{-1})$	$\Gamma_m (10^7 \text{ c}^{-1})$	$\Gamma_l (10^7 \text{ c}^{-1})$	$A_{nm} (10^7 \text{ c}^{-1})$	$A_{ml} (10^7 \text{ c}^{-1})$	Литература
$3d'2G_{9/2} \rightarrow 4p'2F_{7/2} \rightarrow 4s'2D_{5/2}$	2	16	8	2	6	[8–11]
$3d^2P_{3/2} \rightarrow 4p^2S_{1/2} \rightarrow 4s^2P_{1/2}$	8	15	300	1	9	[8–11]

случае выходная мощность комбинационного лазера имеет вид

$$W = C \frac{(N/\tau)f_T - 1 + ((P)f_T/\tau)(1 + e^{-z} - B)}{1 + q + e^{-z} + qe^{-z/q} - B} \geq 0, \quad (1)$$

где

$$B = A \frac{q - 1 + qe^{-z/q} - e^{-z}}{q^2 - 1};$$

$f_T = \exp(-\Omega_p^2/k_p^2 v_T^2)$ – доплеровский фактор; $z = 2|\Omega_p|/k_p \times (D/\Gamma_m)^{1/2}$ – отстройка поля накачки, нормированная на диффузионную ширину; $q = (\Gamma_m/\Gamma_l)^{1/2}$; $P = \pi|G_p|^2/(Dk_p^2 \Gamma_m)^{1/2}$ – безразмерная мощность накачки; $N = 2(N_m - N_l)/(N_n - N_m)$ – безразмерная разность населенностей на рабочем переходе;

$$\tau = \frac{c|\varepsilon|^2 L}{8\pi} \frac{1 - r}{2\hbar\omega\sqrt{\pi}|G|^2(N_n - N_m)} \frac{kv_T}{L}$$

– безразмерный коэффициент потерь; ε – диэлектрическая проницаемость; $1 - r$ – коэффициент потерь; L – длина резонатора; G, G_p – частоты Раби; $A = A_{ml}/\Gamma_l$; $C = TS(Dk^2/\Gamma_m)^{1/2}/A_{ml}$ – размерный масштабный множитель; S – среднее сечение пучка; $T = 2L/c$;

$$\langle P \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L P(x) dx = P \frac{1 - \exp(-\alpha f_T L)}{\alpha f_T L}$$

– мощность накачки с учетом неоднородности вдоль среды из-за поглощения; α – коэффициент усиления.

В числителе формулы (1) можно выделить два слагаемых, описывающих совершенно разные явления. Первое слагаемое $Nf_T/\tau - 1$ соответствует насыщенному поглощению (усилению) на рабочем переходе, второе – комбинационной генерации при оптической накачке. При этом числитель характеризует усиление, а знаменатель – насыщение на переходе $m - l$. В случае схем с долгоживущим конечным уровнем ($q \geq 1$) формируются узкий пик с диффузионной шириной верхнего уровня и широкий провал с диффузионной шириной нижнего уровня. Эффект существует даже при равных константах релаксации уровней $\Gamma_m = \Gamma_l$ ($q = 1$), если принимается во внимание спонтанный распад. В случае схем с короткоживущим конечным уровнем ($q \rightarrow 0$) частотная зависимость второго слагаемого практически отсутствует, при этом числитель и знаменатель выражения (1) сокращаются. Суммарный контур может быть получен при учете насыщенного поглощения (усиления) и не зависящего от частоты некоторого параметра, пропорционального мощности накачки. Таким образом, в этом случае у перестроечной кривой не может появиться резкий пик значительной амплитуды, как в случае схем с долгоживущим конечным уровнем.

Из рис. 1, а видно, что в схеме с долгоживущим конечным уровнем в центре контура формируется пик на фоне более широкого провала. Ширина пика определяется диффузией на промежуточном уровне, а провала – на конечном. В схеме с короткоживущим конечным уровнем (рис. 1, б) соотношение ширин обратное и вместо пика может формироваться провал, но его амплитуда мала. Это связано с тем, что вклад узкого контура (теперь уже на нижнем уровне) пропорционален малой величине $q \ll 1$.

Обсудим применимость использованной модели. В наших экспериментальных условиях доплеровская ширина $kv_T \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, транспортная частота столкновений $\nu \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$. Для схемы с долгоживущим конечным уровнем константы релаксации $\Gamma_j \leq 10^8 \text{ с}^{-1}$, диффузионная ширина $\Delta_{D_j} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ и принятые при построении теории приближения $\Gamma_{ij} \ll \Delta_{D_j} \ll kv_T$ и $\Gamma_{ml} \ll \tau_D^{-1}$ хорошо выполняются. Второе неравенство означает, что поляризация на запрещенном переходе подавлена и можно пренебречь когерентными процессами.

Для схемы с короткоживущим конечным уровнем $\Gamma_n, \Gamma_m \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\Gamma_l \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\Delta_{D_m} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\Delta_{D_l} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$. Следовательно, для уровней n и m приближение $\Gamma_j \ll \Delta_{D_j} \ll kv_T$ выполняется, тогда как для уровня l нет. Это может привести к тому, что теория будет предсказывать более резкие структуры, чем можно увидеть в эксперименте, т. к. контур на уровне l уже нельзя считать экспоненциальным. Он представляет собой свертку лоренцевского и экспоненциального контуров [13]. Таким образом, провал, который наблюдается в данной схеме вместо пика, будет «замазан». Кроме того, для этой схемы не вполне выполняется приближение $\Gamma_{nl} \ll \tau_D^{-1}$, поэтому заметный вклад в форму перестроечной кривой могут давать когерентные процессы, не учтенные в теории. Все это может привести к отличию теоретических кривых от экспериментальных, но главное отличие этой схемы от предыдущей – отсутствие пика – должно иметь место.

3. Эксперимент

В качестве ячейки с активной средой комбинационного лазера использовалась разрядная трубка аргонового лазера. Эксперименты проводились в условиях однородного разряда при токе до 150 А в секционированной разрядной трубке диаметром 7 мм и длиной 0.5 м с вакуумным креплением зеркал. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Разрядная трубка 1 помещалась в резонатор с зеркалами 2 и 3, плотными в синей области спектра и прозрачными в красной. Таким образом, поле накачки в среде было представлено бегущей волной, а генерируемое поле – стоячей.

В качестве источника излучения накачки комбинационного лазера использовались одночастотные непрерывные перестраиваемые лазеры на красителях родамин 6Ж (для измерений в схеме с долгоживущим конечным уровнем) и ДСМ (для измерений в схеме с короткоживущим конечным уровнем) с накачкой аргоновым лазером. При использовании лазера на красителе родамин 6Ж перестройка осуществлялась в диапазоне до 20 ГГц путем нагревания толстого эталона с одновременной подстройкой тонкого. В экспериментах с лазером на красителе ДСМ обеспечивалась плавная перестройка в диапазоне до 4.5 ГГц [14] автоподстройкой положения пленки Троицкого. Кратковременная стабильность частоты составляла 10–20 МГц за интервал времени порядка секунды. Приведенная на рис. 2 схема соответствует установке с лазером на красителе ДСМ.

Пучок лазера на красителе 4 фокусировался линзой 5 в центре разрядной трубки для обеспечения максимальной однородности поля в резонаторе. Интенсивность поля накачки внутри резонатора комбинационного лазера составляла $\sim 1 \text{ Вт/см}^2$. Частота лазера на красителе регистрировалась измерителем длины волны 6 с разреше-

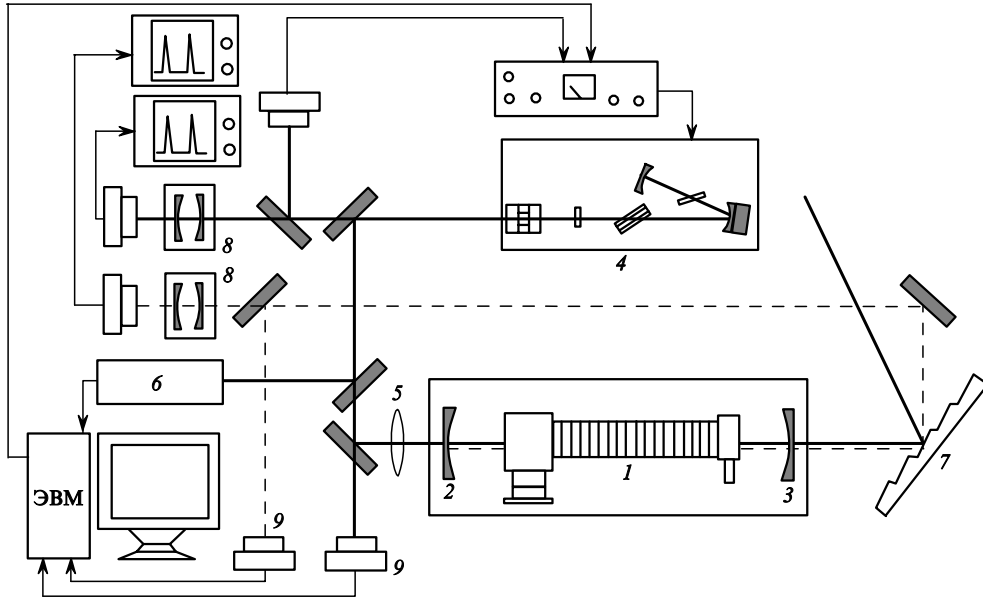


Рис.2. Схема экспериментальной установки: 1 – разрядная трубка; 2, 3 – зеркала; 4 – лазер на красителе; 5 – линза; 6 – измеритель длины волн; 7 – дифракционная решетка; 8 – сканирующие интерферометры Фабри – Перо; 9 – фотодиоды.

нием 100 МГц. Комбинационный сигнал выделялся при помощи дифракционной решетки 7 и регистрировался фотодетектором 9. Для контроля за модовым составом излучения лазера на красителе и комбинационной генерации применялись сканирующие интерферометры Фабри – Перо 8 с областью свободной дисперсии 5 ГГц.

Измерения проводились для разных токов разряда, давлений и мощностей накачки. При всех измерениях мощность накачки соответствовала режиму линейного поглощения. Кроме перестроечных кривых комбинационного лазера, для всех значений тока регистрировались контуры линейного поглощения в отсутствие генерации в ячейке, из которых рассчитывались населенность уровня n , доплеровская ширина kv_T и оптическая толщина αL .

На рис.3 приведена экспериментальная зависимость мощности генерации комбинационного лазера от частоты накачки в схеме с долгоживущим конечным уровнем [12]. Измерения проводились в условиях, при кото-

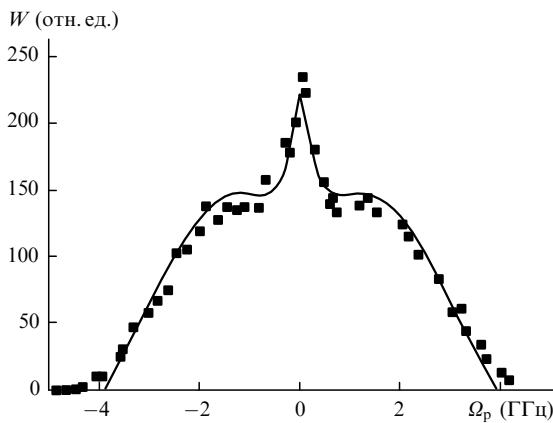


Рис.3. Мощность генерации комбинационного ионного лазера W в зависимости от отстройки возбуждающего поля Ω_p в схеме с долгоживущим уровнем: сплошная линия – теоретическая кривая при $q = 1.3$, точки – эксперимент.

рых выполняются приближения, использованные при построении теории. На этом же рисунке проведена кривая, рассчитанная по формуле (1). Кривая подгонялась по параметру $q = (\Gamma_m/\Gamma_l)^{1/2}$ и масштабному множителю C . Параметры P/τ и N/τ оценивались из независимых измерений. При обработке данных использовались следующие значения параметров: $v = 2D/v_T^2 = 0.1\Gamma_m$, $N/\tau = 0.53$, $P/\tau = 6.8$, $kv_T = 3.2$ ГГц, $\alpha L = 1.5$ и $A = 0.5q^2$, соответствующие экспериментальным условиям. Подгонка проводилась по центральным частям контуров ($|\Omega_p| < k_p v_T$), т.к. приближения теории нарушаются на крыльях контура.

Из полученного $q \approx 1.3$ можно оценить $\Gamma_m/\Gamma_l \approx 1.7$, что согласуется с литературными данными [8, 9]. Ширина пика задается диффузией скорости на уровне m : $\Delta D_m = kv_T(v/2\Gamma_m)^{1/2} = 0.7$ ГГц. Мы должны принимать во внимание тот факт, что пик в перестроечной кривой в два раза уже, чем пик Беннетта в распределении по скоростям. Из рис.3 также видно, что амплитуда пика несколько больше, чем предсказывает теория. Возможное объяснение этого факта – насыщение по полю накачки, не учтенное в теории.

При $|\Omega_p| > k_p v_T$ вклад двухфотонных эффектов растет, что может приводить к заметному изменению перестроечной кривой на крыльях. Абсолютная высота пика (за вычетом «подставки») растет линейно с ростом мощности накачки P . Это указывает на преобладание в формуле (1) второго слагаемого, пропорционального мощности P , и говорит о том, что эффекты типа насыщенного поглощения [15] пренебрежимо малы в экспериментальных условиях.

На рис.4 приведены экспериментальная зависимость мощности генерации комбинационного лазера от частоты накачки для схемы с короткоживущим конечным уровнем $4s^2 P_{1/2}$ (рис.1,б) и подгоночная кривая с параметрами $P/\tau = 0.45$, $N/\tau = 0.99$ (см. (1)). При обработке данных использовались следующие значения параметров: $q = 0.2$, $v = 0.1\Gamma_m$, $kv_T = 3.2$ ГГц, $\alpha L = 1.5$ и $A =$

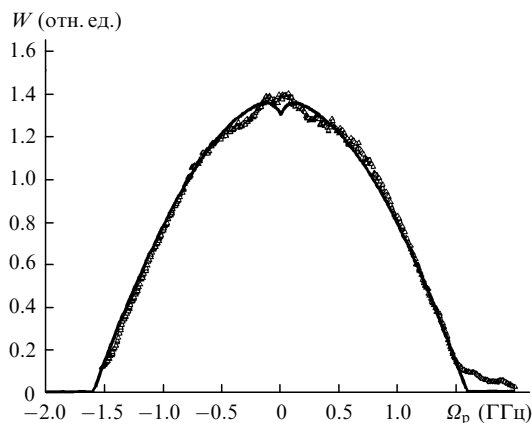


Рис.4. Мощность генерации комбинационного ионного лазера W в зависимости от отстройки возбуждающего поля Ω_p в схеме с короткоживущим уровнем: сплошная линия – теоретическая кривая при $q = 0.2$, точки – эксперимент.

$0.7q^2$, соответствующие экспериментальным условиям. Полученные из подгонки значения P/τ и N/τ согласуются с оценками из независимых измерений.

Из рис.4 видно, что, в отличие от схемы с долгоживущим конечным уровнем, резкий пик отсутствует, как и предсказывала теория. Изменение мощности накачки приводило только к изменению превышения ее над порогом и, следовательно, к масштабированию всего контура целиком. В центре контура просматривается «мелкий» провал, но его амплитуда сравнима с погрешностью измерений. Кроме того, имеется некоторое возвышение в центре контура с шириной ~ 0.5 ГГц, на вершине которого находится провал. Возможно, что такая структура – это результат влияния когерентности на запрещенном переходе, которая, как было показано выше, может проявляться в данной схеме.

Измерения в схеме с короткоживущим конечным уровнем также проводились при разных давлениях и токах разряда. Однако зависимости получились не показательными и связаны лишь с изменением инверсии N от отрицательной (поглощение) до положительной (усиление) при увеличении тока и уменьшении давления, что приводило к росту амплитуды и ширины контура без существенного изменения его формы.

4. Заключение

Таким образом, плазменная специфика активной среды определяет перестроечные кривые комбинационного ионного лазера с бегущей волной накачки и стоячей генерируемой волной. В отличие от нейтральных газов

в случае схемы с долгоживущим конечным уровнем наблюдается сравнительно широкий пик вместо узкого двухфотонного провала. Форма пика определяется кулоновским уширением структуры Беннетта на промежуточном уровне, индуцированной оптической накачкой. Ширина пика составляет ~ 700 МГц, что на порядок больше ширины запрещенного перехода и значительно меньше кулоновской ширины на нижнем уровне. В схеме с короткоживущим конечным уровнем пик не наблюдается, поскольку резонансные структуры, индуцированные оптической накачкой и насыщением, имеют близкие ширины. Теория комбинационного лазера [12] хорошо описывает исследуемое явление как в первой, так и во второй схемах.

Основным механизмом в формировании спектральных структур вблизи резонанса является эффект, связанный с оптической накачкой в комбинации с насыщением при различных диффузионных ширинах структур Беннетта на рабочих уровнях. Специфика ионного комбинационного лазера определяется кулоновскими столкновениями, которые сильнее уширяют структуры Беннетта на более долгоживущих уровнях.

Авторы выражают благодарность Е.В.Подивиллову, М.Г.Степанову, Д.А.Шапиро за полезные обсуждения результатов работы. Данная работа частично поддержана РФФИ (гранты № 00-15-96808 и 01-02-06422).

1. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* (New York, Academic Press, 2001).
2. Feitisch A., Schnier D., Müller T., Wellegehausen B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 507 (1988).
3. Apolonsky A.A., Babin S.A., Chernykh A.I., Kablukov S.I., Khorev S.V., Podivilov E.V., Shapiro D.A. *Phys. Rev. A*, **55**, 661 (1997).
4. Бетеров И.М., Матюгин Ю.А., Чеботаев В.П. *Оптика и спектроскопия*, **28**, 357 (1970).
5. Бакланов Е.В., Бетеров И.М., Дубецкий Б.Я., Чеботаев В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **22**, 289 (1975).
6. Rittner K., Höpe A., Müller-Wirts T., Wellegehausen B. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **28**, 342 (1992).
7. Rittner K., Wicht A., Jordan G., Heuer A., Welling H., Wellegehausen B. *Laser Phys.*, **4**, 339 (1994).
8. Luyken B.F.J. *Phys.*, **60**, 432 (1972).
9. Hibbert A., Hansen J.E. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **27**, 3325 (1994).
10. Бабин С.А., Каблук С.И., Кобцев С.М. *Оптика и спектроскопия*, **84**, 915 (1998).
11. Babin S.A., Shapiro D.A. *Phys. Rep.*, **241**, 119 (1994).
12. Babin S.A., Kablukov S.I., Khorev S.V., Podivilov E.V., Potapov V.V., Stepanov M.G., Shapiro D.A. *Phys. Rev. A*, **63**, 1 (2001).
13. Смирнов Г.И., Шапиро Д.А. *ЖЭТФ*, **76**, 2084 (1979).
14. Kobtsev S.M., Korablev A.V., Kukarin S.V., Sorokin V.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4353**, 189 (2001).
15. Лисицин В.Н., Чеботаев В.П. *ЖЭТФ*, **54**, 419 (1968).