

Отсутствие реакции лазера на модуляцию оптической плотности внутрирезонаторного поглотителя

А.П.Войтович, О.Е.Костик, В.В.Машко

Обнаружено, что в лазере с анизотропным резонатором, содержащим поглощающую среду в магнитном поле, возможно отсутствие реакции интенсивности выходного излучения на модуляцию оптической плотности поглощающей среды. Определены условия, при которых это явление может наблюдаться. Кратко обсуждены его возможные применения.

Ключевые слова: лазер, внутрирезонаторное поглощение, анизотропия резонатора.

Введение

Внесение поглощающей среды в лазерный резонатор обычно приводит к существенному изменению спектрально-энергетических и временных характеристик генерируемого излучения. В простейшем случае это сопровождается уменьшением мощности генерации на частотах поглощения, что положено в основу методов внутрирезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) [1]. В случае селективного поглощения при определенных условиях на крыльях линии поглощения может иметь место так называемая конденсация спектра – увеличение интенсивности излучения [2–4]. При внесении в резонатор насыщающегося неселективного поглотителя в лазерах может наблюдаться широкий круг явлений: синхронизация мод [5], импульсная модуляция добротности [6] или хаос [7].

Большой самостоятельный интерес представляют лазеры с анизотропными резонатором и поглощающей средой благодаря возможностям управления характеристиками лазерного излучения, что важно, в частности, для спектроскопических применений [8]. В настоящее время подробно исследованы два предельных случая [9]: 1) анизотропия поглощающей среды складывается с анизотропией резонатора и увеличивает суммарную анизотропию лазера, что может приводить к росту чувствительности метода ВРЛС и дает возможность исследовать разнообразные поляризационные явления; 2) анизотропия среды и анизотропия резонатора имеют противоположные знаки, поэтому на частотах поглощения может иметь место увеличение добротности лазера, что используется для селекции генерируемых частот в области атомных переходов (см., напр., [10]). При больших оптических плотностях поглотителя возможна комбинация этих случаев, характеризующаяся в селективном варианте наличием широких абсорбционных провалов и внутри них – узких максимумов испускания в спектре выходного излучения [9].

Анизотропия поглотителя в случае использования в качестве поглощающей среды атомарного газа обычно

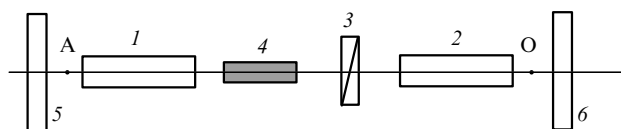


Рис.1. Схема исследуемого лазера:

1 – активная среда; 2 – поглощающая среда; 3 – линейный амплитудный поляризатор; 4 – нерезонансный фарадеевский вращатель плоскости поляризации излучения; 5 – глухое зеркало; 6 – выходное зеркало.

индуцируется внешним магнитным полем. Свойства лазера с такими поглотителями подробно рассмотрены только при незначительном варьировании напряженности магнитного поля вблизи определенных фиксированных значений, что обусловлено изначально поставленными задачами. Нами проведено изучение влияния внутрирезонаторного поглотителя на характеристики выходного излучения при изменении напряженности магнитного поля в широких пределах. В ходе экспериментов получен на первый взгляд парадоксальный результат: при определенных условиях интенсивность излучения лазера не реагирует на присутствие в резонаторе поглощающей среды.

1. Экспериментальные исследования

Эксперимент проводился с гелий-неоновым лазером, генерирующим на длине волны 1.15 мкм. Схема резонатора лазера изображена на рис.1. Его длина составляла 72 см. Зеркало 5 было глухим. Выходное зеркало 6 с коэффициентом отражения 0.964 служило также одним из окон газоразрядной поглощающей ячейки 2 с разрядным промежутком длиной 5 см, заполненной неоном под давлением 0.32 кПа. Ячейка помещалась внутри соленоида, создающего в поглощающей среде постоянное продольное магнитное поле. Ток разряда в ячейке составлял 72 мА. Вторым окном ячейки была плоскопараллельная стеклянная пластинка толщиной 2.4 мм, развернутая под углом Брюстера к оси резонатора и служившая одновременно частичным линейным поляризатором 3. Амплитудные пропускания p_1 и p_2 такого поляризатора вдоль его главных осей равнялись 1 и 0.88 соответственно. В качестве активной среды использовалась гелий-неоновая

ячейка с разрядным промежутком длиной 25 см и перпендикулярными просветленными окнами. Ток разряда в ней составлял 14 мА.

Неселективный фарадеевский элемент 4 из магнито-оптического стекла МОС-31 (постоянная Верде $\beta \approx 0.04$ угл.мин/(Э·см)) длиной 10 см с просветленными торцами, расположенный внутри соленоида, поворачивал плоскость поляризации излучения на угол $\varphi = 0.05$ рад, создавая тем самым циркулярную фазовую анизотропию резонатора. Следует отметить, что приведенная на рис. 1 схема не является оптимальной для селекции генерируемых частот [10], т. к. в ней фарадеевский элемент и поглощающая среда оптически связаны не непосредственно, а через частичный поляризатор. Применение такой схемы в обсуждаемом эксперименте связано с необходимостью использования брестеровского окна в газоразрядной ячейке для уменьшения неселективных потерь резонатора с целью получения стабильной генерации в условиях относительно малого усиления активной среды и наличия в резонаторе нескольких дополнительных элементов. Что касается упомянутой селекции, то для ее эффективной реализации поляризатор необходимо помещать в точки А или О на оси резонатора (рис. 1) либо между активной средой и фарадеевским элементом.

Исследовался отклик мощности генерации на модуляцию оптической плотности поглотителя. Модуляция осуществлялась подачей на электроды ячейки наряду с постоянным напряжением, равным 1000 В, переменной составляющей с амплитудой 250 В и частотой 50 Гц. Частота модуляции выбрана низкой, чтобы параметры выходного излучения успевали отслеживать изменение внутрирезонаторных потерь.

Регистрация интенсивности генерируемого излучения производилась с помощью ФЭУ, переменная составляющая сигнала с которого обрабатывалась компьютером. При этом в значительной степени исключались шумы как на частоте регистрируемого сигнала, так и более низкочастотные, обусловленные механической нестабильностью резонатора и его отдельных элементов.

Результаты экспериментов представлены на рис. 2. В отсутствие магнитного поля в поглотителе и при выключенном фарадеевском элементе интенсивность выходного сигнала изменяется в противофазе с изменением оптической плотности поглотителя (рис. 2, а). При включении вращателя и наложении магнитного поля на поглощающую

среду обычно уменьшались как постоянная, так и переменная составляющие выходного сигнала. Первая определяется, среди прочих факторов, углом поворота плоскости поляризации света во вращателе, а вторая – изменением параметров поглощающей среды (в том числе циркулярной фазовой анизотропии) вследствие модуляции ее оптической плотности. Обе составляющие существенно зависят от величины и знака напряженности магнитного поля H в поглотителе (H условно полагалось отрицательным, когда направления вращения плоскости поляризации света в поглотителе и фарадеевском элементе совпадают). При отрицательных H относительная глубина модуляции (отношение амплитуд переменной и постоянной составляющих интенсивности генерации) возрастала по сравнению со случаем $H = 0$, что согласуется с данными работы [11], где в описанных условиях наблюдался рост чувствительности метода ВРЛС.

Генерируемое излучение было промодулировано в противофазе с изменением оптической плотности поглотителя (рис. 2, б) в достаточно широких пределах изменения напряженности H (от отрицательных значений до $H \approx 300$ Э), при этом глубина модуляции уменьшалась с ростом H . При $H = 300$ Э модуляция выходного сигнала исчезала вообще (рис. 2, в), причем этот эффект не зависел от глубины модуляции оптической плотности среды: интенсивность генерации оставалась прежней даже при выключении тока в газоразрядной ячейке. При дальнейшем увеличении H модуляция излучения лазера наблюдалась вновь, но осуществлялась уже синфазно с изменением оптической плотности поглотителя (рис. 2, г).

Отсутствие модуляции выходного сигнала при $H = 300$ Э означает, что лазер перестает реагировать на присутствие в резонаторе поглотителя. Для объяснения этого факта необходимо детально изучить вклады поглощения и поворота плоскости поляризации излучения в среде во вносимые селективные внутрирезонаторные потери при различных условиях.

2. Теоретическое рассмотрение

Рассмотрим лазер, схема которого приведена на рис. 1. Резонатор обладает линейной амплитудной и циркулярной фазовой анизотропией, обусловленной наличием поляризатора и фарадеевского элемента соответственно. Продольное магнитное поле индуцирует в поглощающей среде циркулярную фазовую и амплитудную анизотропию, приводящую к резонансному вращению плоскости поляризации света и круговому дихроизму. Последний возникает на частотах контура поглощения, отличных от центральной. Расчет подобных лазеров удобно проводить с использованием матриц Джонса [8]. В предположении, что поглощающая и активная среды дают небольшую добавку к пропусканию пустого (без этих сред) резонатора (приближение высокодобротного резонатора, которое хорошо выполняется для гелий-неонового лазера, использованного в эксперименте), интенсивность выходного излучения задается выражением [11]

$$I \sim E^2 = \frac{G - k_L - \Delta k}{\theta_g + \theta}, \quad (1)$$

где G и θ_g – соответственно ненасыщенное усиление и параметр насыщения усиления активной среды;

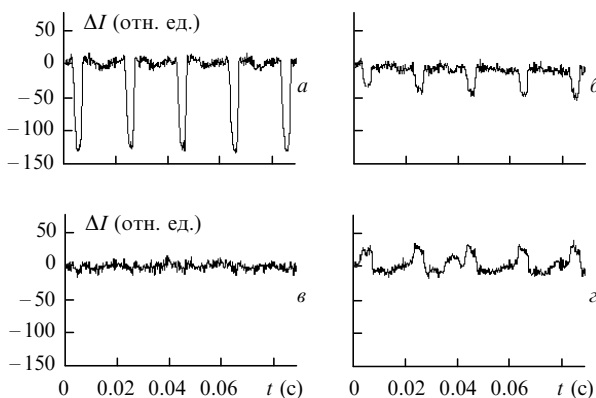


Рис. 2. Осциллограммы переменной составляющей интенсивности генерации ΔI при модуляции оптической плотности поглотителя и при выключенном (а) и включенном (б–г) фарадеевском элементе для напряженности магнитного поля в поглотителе $H = 0$ (а), -340 (б), 300 (в) и 340 Э (г).

$$k_L = -\ln \left\{ \frac{1}{2} r_1 r_2 \left[(1+p^2) \cos 2\varphi + \right. \right. \\ \left. \left. + [(1-p^2)^2 - (1+p^2)^2 \sin^2 2\varphi]^{1/2} \right] \right\} \quad (2)$$

– потери пустого резонатора; r_1, r_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора; p – амплитудное пропускание поляризатора для световой волны с электрическим вектором, ориентированным вдоль одной из двух главных осей (пропускание вдоль второй оси полагается равным единице); φ – угол поворота плоскости поляризации света при однократном прохождении фарадеевского элемента; Δk – селективные потери, обусловленные наличием поглощающей среды; θ – параметр насыщения потерь Δk . Выражение (1) записано для одночасотного стационарного режима генерации.

Магнитное поле с напряженностью H , налагаемое на поглощающую среду, влияет на мощность генерируемого излучения через величины Δk и θ , каждая из которых в рассматриваемом случае состоит из двух слагаемых, определяемых, соответственно, абсорбцией и дисперсией помещенной в лазерный резонатор поглощающей среды. При простом эффекте Зеемана и однородном уширении линии поглощения

$$\Delta k = \frac{k_0 l}{2} \left\{ \left[\frac{1}{1 + (\delta - \Delta)^2} + \frac{1}{1 + (\delta + \Delta)^2} \right] \right. \\ \left. + L \left[\frac{\delta - \Delta}{1 + (\delta - \Delta)^2} - \frac{\delta + \Delta}{1 + (\delta + \Delta)^2} \right] \right\}, \quad (3)$$

$$\theta = -\frac{k_0 l}{4} \alpha \left\{ \operatorname{Re} \left[\frac{\beta_{11} + \beta_{12}}{1 - i(\delta - \Delta)} + \frac{\beta_{22} + \beta_{21}}{1 - i(\delta + \Delta)} \right] \right. \\ \left. + L \operatorname{Im} \left[\frac{\beta_{11} + \beta_{12}}{1 - i(\delta - \Delta)} - \frac{\beta_{22} + \beta_{21}}{1 - i(\delta + \Delta)} \right] \right\}, \quad (4)$$

где $k_0 l$ – оптическая плотность среды на центральной частоте ω_0 перехода при $H = 0$; $\delta = (\omega - \omega_0)/\gamma$ – относительная отстройка частоты генерации ω относительно частоты ω_0 ; γ – однородная ширина контура поглощения; $\Delta = \mu_B g H / \gamma$ – относительное расщепление этого контура магнитным полем; μ_B и g – магнетон Бора и фактор Ланде. При расчете будем, по аналогии с экспериментом, полагать, что расщепление Δ отрицательно, когда направления поворота плоскости поляризации света в фарадеевском элементе и в поглощающей среде совпадают и положительно, если вращения осуществляются в разные стороны. Коэффициент α пропорционален вероятности перехода и описывает нелинейность поглощения. Выражения для β_{ij} ($i, j = 1, 2$) для рассматриваемого перехода неона $2s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1.15$ мкм) имеют вид [11]

$$\beta_{11} = \frac{92}{\gamma} \left[\frac{1}{1 - i(\delta - \Delta)} + \frac{1}{1 + i(\delta - \Delta)} \right], \\ \beta_{12} = \frac{22}{\gamma} \left\{ \left[\frac{1}{1 - i(\delta + \Delta)} + \frac{1}{1 + i(\delta + \Delta)} \right] \right. \\ \left. + (1 + 2i\Delta) \left[\frac{1}{1 - i(\delta - \Delta)} + \frac{1}{1 + i(\delta + \Delta)} \right] \right\}, \\ \beta_{21} = \frac{22}{\gamma} \left\{ \left[\frac{1}{1 - i(\delta - \Delta)} + \frac{1}{1 + i(\delta - \Delta)} \right] \right. \\ \left. + (1 - 2i\Delta) \left[\frac{1}{1 - i(\delta + \Delta)} + \frac{1}{1 + i(\delta - \Delta)} \right] \right\}, \quad (5)$$

$$\beta_{22} = \frac{92}{\gamma} \left[\frac{1}{1 - i(\delta + \Delta)} + \frac{1}{1 + i(\delta + \Delta)} \right].$$

В (3) первое слагаемое описывает поглощение излучения средой на частоте генерации, а второе – потери из-за резонансного вращения плоскости поляризации в этой среде. Их насыщение определяется соответствующими слагаемыми в (4). Параметр L характеризует увеличение угла вращения плоскости поляризации света на частотах поглощения за счет внутрирезонаторного эффекта и определяется выражением

$$L = -\operatorname{Im} \frac{a_{11}^2 + a_{11}b}{\lambda_0 b}, \quad (6)$$

где a_{ij} и $\lambda_0 = \frac{1}{2}(a_{11} + a_{22} + b)$ – соответственно элементы матрицы Джонса и амплитудное пропускание резонатора лазера без учета активной и поглощающей сред; $b = [(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}a_{21}]^{1/2}$.

Характерно, что обе части селективных потерь и параметра их насыщения пропорциональны оптической плотности среды. В (3) первое слагаемое (абсорбционная часть) всегда имеет один и тот же знак и приводит к дополнительным потерям резонатора, а второе (дисперсионная или поляризационная часть) может его изменять при изменении знака Δ , т. е. направления магнитного поля, и таким образом либо увеличивать, либо уменьшать потери резонатора на соответствующих частотах. Аналогичным образом ведет себя и параметр θ . В поляризационной внутрирезонаторной спектроскопии используются такие магнитные поля, при которых обе части Δk , абсорбционная и поляризационная, имеют одинаковые знаки и суммируются, в результате чего потери увеличиваются. В случае привязки спектра генерации к атомной линии поглощения знаки указанных частей различны, вследствие чего добротность резонатора на частотах поглощения имеет максимум. Необходимо отметить, и это следует из анализа выражений (2) и (3), что суммарные потери $k_L + \Delta k$, входящие в (1), не могут быть отрицательными ни при каких параметрах резонатора, поглощающей среды и магнитного поля.

Из (3), однако, видно, что при определенном подборе параметров резонатора (L), частоты генерации (δ) и напряженности магнитного поля (Δ), в принципе, возможна полная компенсация (обращение в нуль) вносимых поглощающей средой потерь ($\Delta k = 0$). Это означает, что поглощающая среда в лазерном резонаторе перестает влиять на интенсивность выходного излучения. В частности, при модуляции оптической плотности среды интенсивность генерации может оставаться постоянной.

На рис.3 показан рассчитанный отклик интенсивности генерации на модуляцию оптической плотности поглотителя по гармоническому закону. Расчет выполнен для точки О (см. рис.1). Исходные данные для расчета выбраны по возможности близкими к экспериментально реализуемым: $G = 0.15$, $\theta_g = 12.975$ ед. СГСЭ, $k_0 l = 0.025$, $\gamma = 10^8$ с⁻¹, $\alpha = 3 \cdot 10^8$ ед. СГСЭ, $r_1 = 1$, $r_2 = 0.964$, $p = 0.88$, $\varphi = 0.05$ рад.

При не очень большом по модулю отрицательном относительном расщеплении линии поглощения магнитным полем ($-1 < \Delta < 0$) происходит уменьшение интенсивности генерации и возрастание глубины модуляции (кривая 2 на рис.3). Это соответствует экспериментальным данным работы [11], где наблюдался рост чувствительности метода ВРЛС, когда углы поворота плоскости

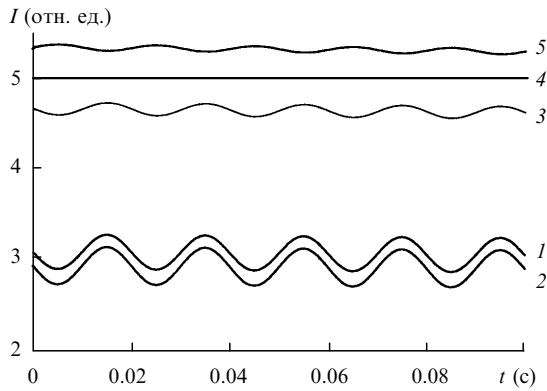


Рис.3. Расчетные временные зависимости интенсивности генерации лазера при модуляции оптической плотности поглотителя для $\Delta = 0$ (1), -1 (2), 0.6 (3), 0.795 (4) и 1 (5), $\varphi = 0.05$ рад.

поляризации света в среде и фарадеевском вращателе складываются. Максимальное возрастание чувствительности в нашем случае реализуется при $\Delta = -0.6$. Поскольку знаки абсорбционных и дисперсионных потерь в этой области совпадают, модуляция излучения на выходе происходит в противофазе с модуляцией оптической плотности среды.

При положительных $\Delta \sim 1$ излучение также промодулировано, но синфазно с модуляцией оптической плотности среды, причем его интенсивность превышает интенсивность генерации в отсутствие поглощающей среды в резонаторе (кривая 5 на рис.3). Это обусловлено тем, что в указанных условиях среда уменьшает потери резонатора на частотах поглощения. Такой эффект известен и ранее был использован для селекции генерируемых частот [10].

Реализованный экспериментально случай, когда интенсивность выходного излучения вообще не зависит от изменения оптической плотности поглотителя, соответствует расчетной кривой 4, полученной при расщеплении $\Delta = 0.795$. Суть обнаруженного эффекта, как уже отмечалось, состоит в том, что в резонаторе со специально подобранной анизотропией поглощение и дисперсия среды дают добавки к добротности резонатора, равные по абсолютной величине и противоположные по знаку, причем это происходит независимо от оптической плотности среды на центральной частоте нерасщепленного контура поглощения. Следует отметить, что такой эффект реализуется при относительно малой оптической плотности поглотителя, когда справедливы выражения (3) и (4). При этом среда не влияет только на энергетические, но не поляризационные характеристики излучения. На рис.4 показаны временные зависимости переменной составляющей интенсивности генерации, рассчитанные при условиях, соответствующих экспериментальным (см. рис.2). Сравнение рис.4 и 2 позволяет говорить о хорошем качественном соответствии построенной модели реальному эксперименту.

Рассмотрим теперь влияние собственной анизотропии резонатора на параметры модуляции интенсивности выходного излучения. Необходимо отметить, что при расчете использовано приближение линейности поляризации генерируемой волны, что накладывает следующее ограничение на соотношение фазовой и амплитудной анизотропии резонатора:

$$|\varphi| \leq \frac{1}{2} \arcsin \left| \frac{1 - p_2^2}{1 + p_2^2} \right|. \quad (7)$$

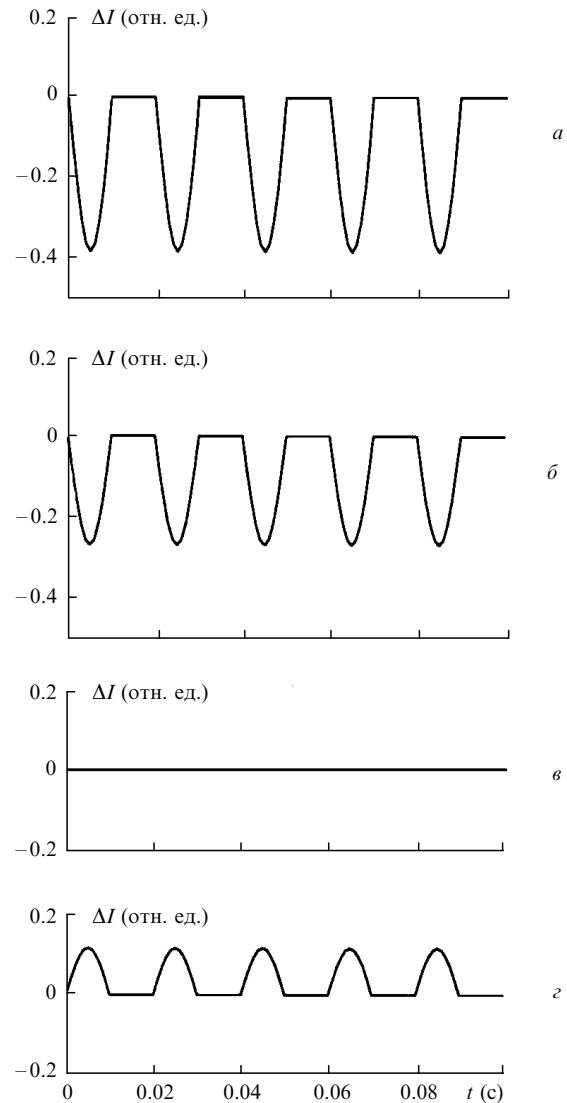


Рис.4. Расчетная переменная составляющая интенсивности генерации ΔI при модуляции оптической плотности поглотителя для $\Delta = 0$ (а), -2 (б), 0.795 (в) и 2 (г), $\varphi = 0$ (а) и 0.05 рад (б-г).

Параметры резонатора оказывают воздействие на вносимые поглощающей средой селективные потери, точнее на их поляризационную часть, через величину L (см. (3), (4), (6)), которая определяется не только интегральными параметрами резонатора или свойствами отдельных анизотропных элементов, но и порядком их расположения. Действительно, выражения для параметра L в точках О и А (см. рис.1) не совпадают:

$$L_O = \frac{2p_2 \sin 2\varphi}{\left[(1 - p_2^2)^2 - (1 + p_2^2)^2 \sin^2 2\varphi \right]^{1/2}}, \quad (8)$$

$$L_A = \frac{(1 + p_2^2) \sin 2\varphi}{\left[(1 - p_2^2)^2 - (1 + p_2^2)^2 \sin^2 2\varphi \right]^{1/2}}. \quad (9)$$

Параметры L_A и L_O одинаковы, если резонатор изотропен либо обладает только амплитудной или фазовой анизотропией. В остальных случаях L_A и L_O различны, поэтому и параметры Δk и θ для точек А и О различаются. Это, в частности, означает, что можно подобрать такие условия, когда через одно зеркало резонатора выходит немодулированное излучение, а через другое –

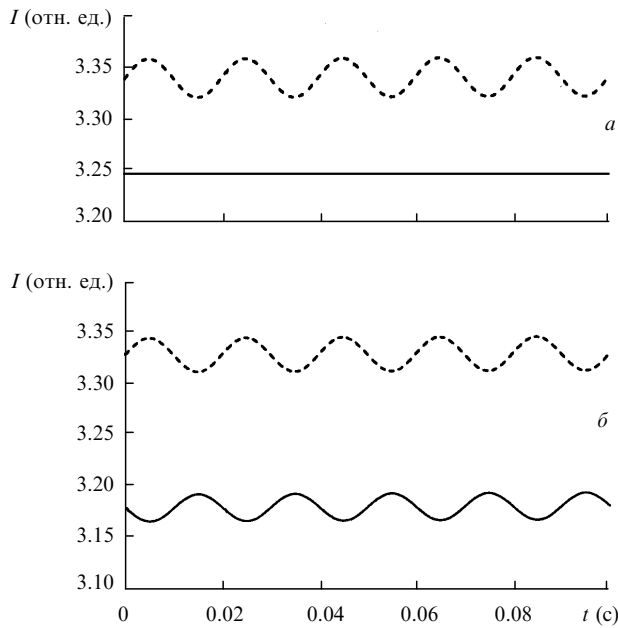


Рис. 5. Влияние модуляции оптической плотности поглотителя на временные зависимости интенсивности генерации в точках О (сплошная линия) и А (штриховая линия) на оси резонатора (рис.1) при $\Delta = 4.28$ (а) и 2.5 (б), $p = 0.2$, $\varphi = 0.25$ рад.

промодулированное (рис.5,а). Более того, при определенных параметрах резонатора и поглощающей среды выходящие через разные зеркала пучки могут быть промодулированы в противофазе (рис.5,б). Это происходит, когда при заданном наборе параметров p , φ , Δ абсорбционная и дисперсионная части вносимых средой потерь имеют разные знаки, причем для одной из точек (О или А) первая часть потерь преобладает над второй (интенсивность излучения изменяется в противофазе с изменением оптической плотности среды), а для другой точки – наоборот (модуляция происходит синфазно).

Приведенное выше теоретическое рассмотрение выполнено в приближении однородного уширения линии поглощения и нормального эффекта Зеемана. Однако оценки показывают, что и при других формах контуров спектральных линий (доплеровской, фойгтовской) и сложном эффекте Зеемана выражения для селективных потерь и параметра их насыщения имеют ту же структуру, что и выражения (3), (4), т.е. эти величины состоят из пропорциональных оптической плотности поглотителя абсорбционной и поляризационной частей, которые могут иметь противоположные знаки и при определенных условиях компенсировать друг друга.

В заключение кратко обсудим возможности применения выявленного эффекта для внутрирезонаторных спектроскопических измерений. В отсутствие реакции интенсивности генерации на модуляцию оптической плотности поглощающей среды выражение (3) для центральной частоты нерасщепленного лоренцевски уширенного контура линии поглощения преобразуется в простое соотношение

$$L\Delta = 1. \quad (10)$$

В случае доплеровского уширения линии (ширина $\Delta\nu_D$) выражение (3), как показывает расчет, имеет вид

$$\int_{-\Delta_1}^{\Delta_1} e^{t^2} dt = \frac{\sqrt{\pi}}{L}, \quad (11)$$

где $\Delta_1 = \mu_B g H / (0.6\nu_D)$ – относительное расщепление контура поглощения в магнитном поле. Таким образом, как видно из (10), (11), зная L (которое рассчитывается на основании выражения (8) из параметров поляризатора и фарадеевского элемента) и измерив напряженность магнитного поля, при которой отсутствует модуляция выходного сигнала, можно легко определить ширину контура поглощения среды. Предварительные оценки на основе описанного выше эксперимента дают $\Delta\nu_D \approx 1.6$ МГц для линии неона с $\lambda = 1.15$ мкм, что хорошо согласуется с результатами работы [12]. Детальная разработка методики измерений является предметом отдельных исследований.

Выводы

Таким образом, обнаружено принципиально новое свойство лазера: интенсивность выходного излучения не реагирует на наличие в резонаторе поглощения света на генерируемых частотах. Это, в частности, проявляется в отсутствии изменения интенсивности генерации при модуляции оптической плотности поглощения и возможно при наличии сложной (амплитудной и фазовой с несопадающими собственными базисами) анизотропии резонатора и при индуцировании в поглощающей среде (атомарный газ) анизотропии с соответствующим собственным базисом. Модуляция оптической плотности поглотителя может также вызывать синфазную модуляцию интенсивности излучения, выходящего через одно из зеркал линейного резонатора, и противофазную модуляцию для излучения, выходящего через другое зеркало.

Полученные результаты могут найти применение для управления параметрами лазерного излучения, а также для спектроскопических целей: измерения ширины спектральной линии, детектирования анизотропии, определения магнитооптических характеристик газовых сред.

Работа выполнена в рамках проекта Ф97-302, финансируемого Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований.

1. Пахомычева Л.А., Свириденков Э.А., Сучков А.Ф., Титова Л.В., Чурилов С.С. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 60 (1970).
2. Shank C.V., Klein M.B. *Appl.Phys.Letts*, **23**, 156 (1973).
3. Schroder H., Schultz K., Toschek P.E. *Optics Comms*, **60**, 159 (1986).
4. Васильев В.В., Егоров В.С., Федоров А.Н., Чехонин И.А. *Оптика и спектроскопия*, **76**, 146 (1994).
5. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **55**, 1077 (1968).
6. Soffer B.H. *J.Opt.Soc.Amer.*, **35**, 1063 (1964).
7. Lefrene M., Hennequin D., Dangoisse D. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **8**, 239 (1991).
8. Войтович А.П., Севериков В.Н. *Лазеры с анизотропными резонаторами* (Минск, Наука и техника, 1988).
9. Voitovich A.P., Izmailov A.Ch., Mashko V.V. *Laser Physics*, **5**, 927 (1995).
10. Войтович А.П. *Магнитооптика газовых лазеров* (Минск, Наука и техника, 1984).
11. Войтович А.П., Машко В.В. *Оптика и спектроскопия*, **56**, 1088 (1984).
12. Войтович А.П. *Оптика и спектроскопия*, **27**, 556 (1969).

A.P.Voitovich, O.E.Kostik, V.V.Mashko. Absence of the laser output response to modulation of the optical density of the intracavity absorber.

It is found that a laser with an anisotropic cavity containing an absorbing medium may exhibit no response of the output radiation intensity to the modulation of the optical density of the absorbing medium in the presence of a magnetic field. The conditions when this effect may be observed are determined, and its possible applications are briefly discussed.