

О влиянии температуры на создание инверсии населенностей в активных средах электроразрядных CO₂-лазеров

В.В.Невдах

Показано, что инверсия населенностей на переходе $00^01 - 10^00$ в активной среде электроразрядного CO₂-лазера может быть получена даже при увеличении ее температуры до ~ 1200 К. При сохранении устойчивости разряда и повышении селективности накачки верхнего уровня возможно создание электроразрядных CO₂-лазеров без водяного охлаждения.

Ключевые слова: электроразрядный CO₂-лазер, температура активной среды, инверсия населенностей, селективность накачки.

Известно, что для увеличения выходной мощности электроразрядного CO₂-лазера нужно увеличивать вкладываемую в разряд мощность. Однако при этом неизбежно увеличивается и энергия, идущая на нагрев его активной среды. Согласно общепринятой точке зрения (см., напр., обзор [1], часто цитируемую монографию В.Виттемана [2] или более позднюю книгу [3]), именно температура активной среды T электроразрядного CO₂-лазера ограничивает мощность его генерации. Это обусловлено тем, что увеличение температуры активной среды приводит к увеличению тепловой населенности нижнего и ускорению релаксации верхнего лазерных уровней, и при достижении некоторой критической температуры инверсия населенностей в активной среде исчезает. Наиболее четко эта мысль сформулирована в работе [1], авторы которой считают, что населенность нижнего лазерного уровня N_{100} «соответствует закону Больцмана, т. е. возрастает с ростом T экспоненциально. В связи с этим при достижении некоторой критической температуры $T_{cr} \sim 500 - 600^\circ\text{C}$ инверсная населенность лазерной смеси исчезает».

Таким образом, одним из основных условий работы электроразрядного CO₂-лазера является эффективное охлаждение его активной среды. Введена даже классификация CO₂-лазеров в соответствии с методами ее охлаждения. Однако следует отметить, что в численных оценках T_{cr} авторы цитируемых работ расходятся. Так, в отличие от приведенных выше оценок из работы [1], В.Витteman считает (см. с.16 монографии [2]), что мощность лазера начинает падать, когда температура газа становится выше $\sim 150^\circ\text{C}$, а в [3] на с.249 утверждается, что критическая температура лежит в диапазоне $250 - 300^\circ\text{C}$ и «последнее в принципе исключает возможность лазерной генерации в CO₂-лазере (независимо от способа возбуждения активной среды)».

В то же время имеется ряд экспериментальных данных, противоречащих такой точке зрения. Например, в работах [4, 5] получено, что в электроразрядных CO₂-лазерах $T = 600 - 700$ К соответствует их максимальной выходной мощности. Авторы работ [6, 7] наблюдали рост мощности генерации волноводного CO₂-лазера при увеличении температуры поверхности волновода, что, очевидно, является следствием увеличения T .

Цель настоящей работы – исследование влияния T на создание инверсии населенностей на переходе $00^01 - 10^00$ в активных средах электроразрядных CO₂-лазеров. Некорректность общепринятой точки зрения заключается, на мой взгляд, в неприменимости к уровню 10^00 молекулы CO₂ положения об экспоненциальном увеличении населенности нижнего лазерного уровня при увеличении T . Наиболее наглядно это можно показать в рамках температурной модели CO₂-лазера [8], согласно которой внутри каждой из колебательных мод ν_1 , ν_2 и ν_3 молекулы CO₂ устанавливаются квазистационарные распределения населенностей с соответствующими колебательными температурами $T_i > T$. Населенности лазерных уровней перехода $00^01 - 10^00$ определяются выражениями

$$N_{100} = NQ_v^{-1}X_1, \quad N_{001} = NQ_v^{-1}X_3, \quad (1)$$

где N – концентрация молекул CO₂; $Q_v = (1 - X_1)^{-1} \times (1 - X_2)^{-2}(1 - X_3)^{-1}$ – колебательная статсумма CO₂; $X_i = \exp(-h\nu_i/kT_i)$; $h\nu_i$ – колебательный квант i -й моды молекулы CO₂.

Начальным состоянием любой колебательно-неравновесной среды является ее равновесное состояние, поэтому рассмотрим вначале молекулы CO₂ в состоянии, когда все колебательные температуры одинаковы и равны T . В этом случае из (1) следует, что N_{100} вначале действительно начинает увеличиваться с температурой, но медленнее, чем по экспоненциальному закону (ср. кривые для 10^00 на рис.1), затем достигает максимума при $T \sim 1200$ К и начинает уменьшаться. Уже при температуре 700 К населенность N_{100} , рассчитанная по формуле (1), становится меньше рассчитанной по экспоненциальному закону почти в два раза.

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Белоруссии, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 68; эл. почта: ifanbel@ifanbel.bas-net.by

Поступила в редакцию 23 августа 2000 г., после доработки – 25 февраля 2001 г.

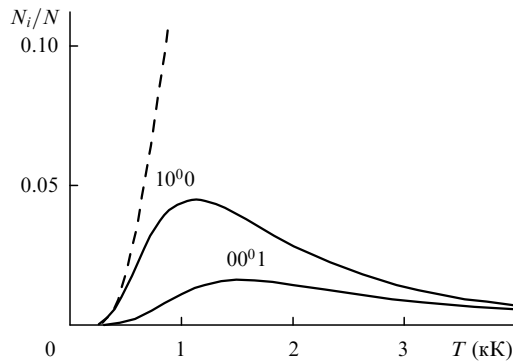


Рис.1. Расчет по экспоненциальному закону (штриховая кривая) и по формулам (1) (сплошные кривые) зависимостей относительных населенностей нижнего (10^0) и верхнего ($00^0 1$) лазерных уровней молекулы CO_2 от температуры в равновесном случае.

Кроме того, т. к. речь идет об инверсии населенностей, то нужно рассматривать поведение населенности не только нижнего, но и верхнего уровня. Нетрудно убедиться, что увеличение T приводит к одновременному увеличению и населенности верхнего лазерного уровня N_{001} (см. кривую для $00^0 1$ на рис.1), причем отношение N_{100}/N_{001} быстро уменьшается. Так, например, если при $T = 300$ К населенность N_{001} меньше N_{100} на два порядка, то при температуре $T = 600$ К это различие составляет уже только один порядок. С дальнейшим увеличением T оно продолжает уменьшаться, стремясь к единице.

В результате разность населенностей рассматриваемых уровней растет с температурой еще медленнее, чем населенность нижнего уровня – от $\sim 0.94\%$ при $T = 400$ К до 3.2% при $T = 1000$ К. При $T > 1000$ К она вообще начинает уменьшаться. Другими словами, при $T > 1000$ К увеличение температуры не ухудшает, а наоборот, улучшает условия для получения инверсии населенностей. Так, например, при $T = 1200$ К, когда тепловая населенность нижнего уровня максимальна и составляет $\sim 4.38\%$, разность населенностей рассматриваемых уровней становится такой же, как и при $T \sim 800$ К. При этом в невозбужденном состоянии находится почти четверть всех молекул CO_2 , что позволяет получать инверсию населенностей и при такой температуре.

Рассмотрим теперь молекулы CO_2 в колебательно-неравновесном состоянии, которое создается в активных средах CO_2 -лазеров. Из выражений для населенностей лазерных уровней (1) следует, что для получения инверсии населенностей в такой среде необходимо выполнение условия $T_3 > (h\nu_3/h\nu_1)T_1$, или $T_3 > 1.7T_1$, справедливого для любых T_1 . Следовательно, для молекул CO_2 в условиях активной среды характерно состояние с достаточно высокой колебательной температурой T_3 и ее значительным отрывом от колебательных температур T_1 и T_2 . Это означает, что инверсия определяется не тепловой населенностью нижнего, а главным образом, населенностью верхнего лазерного уровня или колебательной температурой T_3 .

На рис.2 даны примеры изменения рассчитанных населенностей лазерных уровней для нескольких типичных колебательных температур T_3 в зависимости от остальных температур. Для простоты полагалось, что $T_1 = T_2 = T$. При строгом количественном анализе надо учитывать их различие – тот факт, что реально $T < T_2 < T_1$. Из рис.2 видно, что при увеличении отрыва T_3 от $T_{1,2}$ не только увеличивается населенность верхнего уровня, но одновременно уменьшается и населенность нижнего.

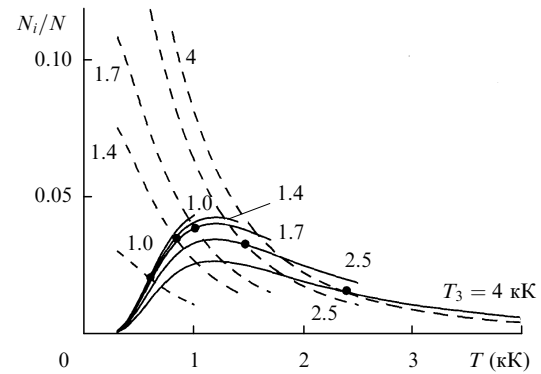


Рис.2. Зависимости относительных населенностей нижнего (10^0 , сплошные кривые) и верхнего ($00^0 1$, штриховые кривые) лазерных уровней молекулы CO_2 от температуры $T = T_{1,2}$ при разных колебательных температурах T_3 .

Разность температур T_3 и $T_{1,2}$ зависит от степени селективности накачки верхнего уровня. Большие значения T_3 могут быть получены, если накачка уровня N_{001} осуществляется, например, преимущественно за счет передачи энергии от возбужденных молекул азота. Соответственно утверждение о том, что увеличение температуры CO_2 ухудшает условия для получения инверсии населенностей на переходе $00^0 1 \rightarrow 10^0$, без рассмотрения механизма получения этой инверсии является некорректным – инверсия населенностей может быть реализована и при более высоких T , если условия возбуждения обеспечивают соответствующие колебательные температуры. Например, такая же инверсия населенностей, как и при колебательных температурах $T_{1,2} = 400$ К и $T_3 = 1000$ К, может быть реализована в активной среде и при более высоких температурах – $T_{1,2} \approx 1100$ К и $T_3 = 2500$ К.

Следует отметить, что приведенные на рис.2 зависимости отражают худший для электроразрядных CO_2 -лазеров случай, когда увеличение температур $T, T_{1,2}$ происходит при неизменной температуре T_3 . На практике увеличение температур $T, T_{1,2}$ происходит при увеличении энерговклада в разряд. Однако при этом увеличивается энергия всех мод молекулы CO_2 , в том числе и антисимметричной моды. Другими словами, с увеличением энерговклада в разряд увеличивается и колебательная температура T_3 . Следовательно, реальное поведение населенностей лазерных уровней при изменении энерговклада в разряд определяется соотношением всех изменяющихся колебательных температур.

Для обоснования возможности получения инверсии населенностей на переходе $00^0 1 \rightarrow 10^0$ при высоких температурах активных сред непрерывных электроразрядных CO_2 -лазеров следует проанализировать влияние повышения T на процессы, ведущие к созданию инверсии. Для этого рассмотрим простую трехуровневую модель, включающую в себя основную и лазерные колебательные уровни. Главными процессами в такой системе являются возбуждение и релаксации лазерных уровней, а также вынужденное испускание. Наличие нижних уровней деформационной моды, через которые происходит релаксация лазерного уровня 10^0 , не меняет качественно картину.

В интересующем нас случае молекулы CO_2 с инверсией населенностей на переходе $00^0 1 \rightarrow 10^0$ находятся в резонаторе лазера. Если при этом в резонаторе генерируется излучение с интенсивностью I и частотой ν , то поведение населенностей N_{001}, N_{100} и N_{000} описывается простой системой кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{001}}{dt} &= M_{\text{up}} + \frac{I}{h\nu} \sigma f(J) N_{100} - \frac{N_{001}}{\tau_{\text{up}}} - \frac{I}{h\nu} \sigma f(J) N_{001}, \\ \frac{dN_{100}}{dt} &= M_{\text{low}} + \frac{I}{h\nu} \sigma f(J) N_{001} - \frac{N_{100}}{\tau_{\text{up}}} - \frac{I}{h\nu} \sigma f(J) N_{100}, \\ \frac{dN_{000}}{dt} &= \frac{N_{001}}{\tau_{\text{up}}} + \frac{N_{100}}{\tau_{\text{low}}} - M_{\text{up}} - M_{\text{low}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь M_{up} , M_{low} , τ_{up} , τ_{low} – скорости возбуждения и времена жизни верхнего и нижнего колебательных уровней соответственно; σ – сечение вынужденного перехода; $f(J)$ – функция распределения населенностей колебательного уровня по вращательным уровням, даваемая выражением (см., напр., [2])

$$f(j) = \frac{2hcB_1}{kT} (2J + 1) \exp \left[-\frac{hcB_1 J(J + 1)}{kT} \right], \quad (3)$$

где B_1 – вращательная постоянная колебательного уровня. При записи уравнений (2) для простоты функции $f(J)$ полагались одинаковыми для обоих колебательных уровней. Используя уравнения (2), нетрудно показать, что на рассматриваемой линии выражение для насыщенного коэффициента усиления

$$g_s(J) = \sigma f(J) (N_{001} - N_{100}) \quad (4)$$

в условиях стационарной генерации может быть представлено в виде

$$g_s(J) = \frac{(M_{\text{up}}\tau_{\text{up}} - M_{\text{low}}\tau_{\text{low}})\sigma f(J)}{1 + I\sigma f(J)(\tau_{\text{up}} + \tau_{\text{low}})/h\nu}. \quad (5)$$

Из (5) сразу же получаются выражения для ненасыщенного коэффициента усиления (КУ)

$$g_0(J) = \sigma f(J) (M_{\text{up}}\tau_{\text{up}} - M_{\text{low}}\tau_{\text{low}}) \quad (6)$$

и параметра насыщения

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma f(J)(\tau_{\text{up}} + \tau_{\text{low}})}. \quad (7)$$

В работах [9, 10] было получено, что выходная мощность непрерывного лазера может быть описана выражением

$$P_{\text{out}} = I_s A \frac{t_2 \sqrt{R_1} \left[g_0 L + \ln(R_1 R_2)^{1/2} \right]}{(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}) \left[1 - (R_1 R_2)^{1/2} \right]}, \quad (8)$$

где A – сечение пучка лазера; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора; t_2 – пропускание выходного зеркала; L – длина активной среды. Из (8) следует, что влияние температуры активной среды на выходную мощность лазера осуществляется через коэффициент усиления и параметр насыщения, описываемые полученными выражениями (6) и (7) соответственно. Следовательно, нужно проанализировать влияние температуры газа на величины, входящие в эти выражения, – сечение вынужденного перехода, функцию распределения населенностей колебательного уровня по вращательным уровням, скорости накачки и времена жизни рассматриваемых колебательных уровней.

Поскольку сечение вынужденного перехода пропорционально форм-фактору линии усиления $F(J)$, а для

большинства CO₂-лазеров контуры линий являются столкновительно- или однородно-уширенными, для которых, как известно (см., напр., [2]), $F(J) \sim \sqrt{T}$, то и $\sigma \sim \sqrt{T}$. Таким образом, сечение вынужденного перехода увеличивается при росте температуры активной среды CO₂-лазера. Например, при увеличении T до 1000 К сечение σ увеличивается в ~ 1.83 раза.

Влияние температуры газа на функцию распределения населенностей колебательного уровня по вращательным уровням (3) хорошо известно – при увеличении T происходит более равномерное заселение вращательных уровней. При этом населенности уровней с меньшими вращательными квантовыми числами J уменьшаются, а с большими J – растут. Так, например, при увеличении T от комнатной температуры до 1000 К населенности уровней с $J < 30$ уменьшаются (населенность уровня с $J = 20$ уменьшается почти в два раза), а с $J > 30$ – увеличиваются.

Таким образом, произведение $\sigma f(J)$ для обычно рассматриваемых в CO₂-лазерах линий с $J \sim 20$ практически не зависит от T , и из выражений (6) и (7) следует, что влияние увеличения температуры газа на КУ и параметр насыщения осуществляется через изменение скоростей накачки и времен жизни верхнего и нижнего уровней. В CO₂-лазерах времена жизни уровней определяются, как известно (см., напр., [8]), столкновительной релаксацией. Увеличение температуры газа увеличивает скорости этих процессов, уменьшая времена жизни обоих уровней. Это ведет, как видно из (6), к уменьшению КУ. В то же время из (7) следует, что при уменьшении времен τ_{up} и τ_{low} увеличивается параметр насыщения.

Наконец, следует проанализировать влияние температуры газа на скорости возбуждения лазерных уровней M_{up} и M_{low} . Рассмотрим обычную смесь CO₂ – N₂ – He, в которой реализован электрический разряд с плотностью электронов n_e . Пусть $\sigma_{\text{ec}}^{\text{low}}$ и $\sigma_{\text{ec}}^{\text{up}}$ – сечения возбуждения электронным ударом колебательных уровней 10⁰⁰ и 00⁰¹ молекулы CO₂ соответственно. Тогда скорость возбуждения нижнего уровня будет определяться выражением

$$M_{\text{low}} = \sigma_{\text{ec}}^{\text{low}} n_e N_{000}. \quad (9)$$

Населенность верхнего уровня 00⁰¹, кроме электронного удара, пополняется за счет квазирезонансной передачи энергии от возбужденных молекул азота, протекающей со скоростью K_{43} . Результирующая скорость возбуждения этого уровня может быть представлена в виде

$$M_{\text{up}} = \sigma_{\text{ec}}^{\text{up}} n_e N_{000} + K_{43} N_n^{v=1} N_{000}, \quad (10)$$

где $N_n^{v=1}$ – плотность возбужденных молекул N₂.

Как уже говорилось выше, увеличение температуры активной среды электроразрядного CO₂-лазера происходит при увеличении энерговклада в разряд. При этом изменяются такие величины, как плотность электронов, их распределение по скоростям и, следовательно, сечения возбуждения. В каждом конкретном случае эти изменения зависят от геометрии разрядного промежутка, давления и состава смеси газов, поэтому их количественное влияние на скорости возбуждения уровней в каждом случае различно. Для общности рассмотрения будем считать, что при увеличении энерговклада в разряд (в области его устойчивости) эти величины по крайней мере не уменьшаются, т. е. эффективность разряда для возбуждения обоих уровней сохраняется.

Следует также отметить, что скорости накачки уровней, а следовательно, и КУ уменьшаются в обычных опаянных лазерах из-за уменьшения N_{000} , вызванного диссоциацией молекул CO_2 в разряде. При больших энерговкладах это уменьшение является значительным, т. к. степень диссоциации может достигать $\sim 90\%$ [11]. В то же время известно, что состав активной среды можно поддерживать практически неизменным, применяя соответствующий катализатор, минимизирующий степень диссоциации CO_2 (например, в работах [12, 13] для этой цели использовалось золото). Таким образом, далее состав активной среды будет считаться постоянным и не зависящим от энерговклада в разряд, а следовательно, от температуры.

Тогда из вида выражений (9) и (10) следует, что увеличение температуры газа влияет на скорости возбуждения уровней через изменение величин N_{000} и K_{43} . В соответствии со сказанным выше плотность молекул CO_2 в основном состоянии N_{000} уменьшается при росте T из-за увеличения тепловых населенностей возбужденных колебательных уровней. Например, при росте T от 500 до 1000 К населенность основного состояния N_{000} уменьшается от 72 до $\sim 23\%$, т. е. более чем в три раза.

Известно (см., напр., [8]), что при увеличении температуры газа скорость колебательного энергообмена между $\text{N}_2(v=1)$ и $\text{CO}_2(00^0 1)$ также уменьшается – примерно в два раза при росте T от 500 до 1000 К. Это приводит к уменьшению второго слагаемого в (10), а следовательно, и всей скорости M_{up} , что в соответствии с (6) ведет к уменьшению КУ.

Таким образом, в рамках сделанных предположений об эффективности разряда при росте температуры активной среды КУ уменьшается. Считается, что именно с этим связана необходимость охлаждения активных сред существующих электроразрядных CO_2 -лазеров. В то же время, как отмечалось выше, при увеличении температуры активной среды растет параметр насыщения. В результате, согласно формуле (8), влияние увеличения температуры активной среды CO_2 -лазера на его выходную мощность зависит от соотношения между изменениями КУ и параметра насыщения: если параметр насыщения увеличивается сильнее, чем уменьшается КУ, то P_{out} растет, и наоборот, если КУ уменьшается сильнее, чем растет параметр насыщения, то P_{out} уменьшается.

Как было показано в работе [14], получение максимальной выходной мощности в электроразрядных CO_2 -лазерах, в которых минимизирована степень диссоциации молекул CO_2 , не требует низких температур активной среды; наоборот, оптимальные характеристики таких CO_2 -лазеров реализуются при более высоких температурах газа, получающихся при больших энерговкладах, когда уменьшение КУ компенсируется ростом параметра насыщения. Подчеркнем, что все сказанное относится к случаю, когда при увеличении энерговклада состав активной среды лазера не меняется (не считая диссоциации молекул CO_2).

В то же время из выражения (10) следует, что такую же скорость возбуждения верхнего уровня M_{up} , а следовательно, и КУ, что и при обычных температурах активной среды можно получить и при более высоких температурах. Для этого уменьшение N_{000} и K_{43} следует компенсировать увеличением плотности $N_n^{v=1}$ возбужденных

молекул азота, увеличив их долю в составе смеси, т. е. повысив селективность накачки верхнего уровня. Другими словами, изменив состав активной среды в сторону увеличения доли молекул азота относительно доли молекул CO_2 , можно получить в ней такой же КУ при высокой температуре, что и в существующих CO_2 -лазерах. А поскольку при больших температурах параметр насыщения больше, то согласно (8) мощность такого лазера будет выше.

Получить же более высокую температуру активной среды можно, например, убрав водяное охлаждение и регулируя ее теплопроводность содержанием гелия. Ясно, что такой высокотемпературный режим работы CO_2 -лазера предполагает возможность устойчивого разряда в смеси с высоким содержанием азота, о реализации и исследовании особенностей которого сообщалось в [15, 16]. Более того, в [16] реализован непрерывный CO_2 -лазер без водяного охлаждения с повышенным содержанием азота в активной среде. В отличие от обычно используемых смесей с соотношением $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1:1$, в ней использовались смеси состава $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1:7 - 33$. Оптимальным для этого лазера оказалось соотношение $\text{CO}_2:\text{N}_2 = 1:20$. Однако авторы [16] не смогли объяснить механизм образования инверсии населенностей в данном лазере.

Таким образом, инверсия населенности на переходе $00^0 1 - 10^0 1$ в электроразрядных CO_2 -лазерах определяется в основном колебательной температурой T_3 , а не температурой активной среды. Увеличение последней до ~ 1200 К не является непреодолимым препятствием для создания инверсии населенности на этом переходе. При сохранении устойчивости разряда и повышении селективности накачки верхнего уровня, например за счет увеличения молярной доли азота в газовой смеси, возможна работа CO_2 -лазера при повышенной температуре активной среды. В этом случае меняются требования к системе охлаждения лазера, а при средних мощностях такие лазеры могут работать вообще без водяного охлаждения.

1. Абильситов Г.А., Велихов Е.П., Голубев В.С., Лебедев Ф.В. *Квантовая электроника*, **8**, 2517 (1981).
2. Витteman В. *CO₂-лазер* (М., Мир, 1990).
3. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. *Высокочастотный емкостной разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения* (М., Наука, 1995).
4. Harry J.E., Evans D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 503 (1988).
5. Abramski K.M., Colly A.D., Baker H.J., Hall D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 340 (1996).
6. Heeman-Ilieva M.B., Udalov Yu.B., Hoen K., Wittman W.J. *Appl. Phys. Letts.*, **64**, 673 (1994).
7. Ilukhin B.J., Udalov Yu.B., Kochetov I.V., Ochkin V.N., Heeman-Ilieva M.B., Peters P.J.M., Wittman W.J. *Appl. Phys. B*, **62**, 113 (1996).
8. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М., Наука, 1980).
9. Rigrod W.W. *J. Appl. Phys.*, **36**, 2487 (1965).
10. Rigrod W.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14**, 377 (1978).
11. Benedict S.De, Dilecce G., Raino A. *J. Phys. D*, **26**, 920 (1993).
12. Macken J.A., Yagnik S.K., Samis M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1695 (1989).
13. Козлов Г.И., Качалин А.В., Кузнецов В.А., Сидоренко О.Г. *Письма в ЖТФ*, **18**, 93 (1992).
14. Невдах В.В. *Квантовая электроника*, **27**, 9 (1999).
15. Tsui K.H., Zanon R.A.D., Couceiro I.B., Massone C.A. *Optics Comms*, **83**, 60 (1991).
16. Tsui K.H., Zanon R.A.D., Massone C.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 2138 (1993).