

ГЕНЕРАЦИЯ В ОБЛАСТИ 3,3 – 3,6 МКМ НА ОХЛАЖДЕННОМ АЗОТЕ

*Д.Ю.Зарослов, Н.В.Карлов, В.М.Каслин,
И.О.Ковалев, Г.П.Кузьмин, А.М.Прохоров*

Получена мощная генерация на электронных переходах $\omega \rightarrow a$ и $a \rightarrow a'$ молекулы N_2 при глубоком охлаждении в электроразрядном лазере с поперечным возбуждением. Впервые обсуждаются возможные механизмы возникновения инверсии на этих переходах, а также причина резкого повышения выходной мощности генерации при охлаждении.

Для исследования резонансного взаимодействия лазерного излучения с веществом большой интерес представляет 3 мкм диапазон длин волн. Одной из возможностей получения генерации в этой области является использование электронного перехода $\omega^1\Delta_u \rightarrow a^1\Pi_g$ (колебательная полоса 0 – 0) молекулы N_2 , слабая лазерная генерация на котором была зафиксирована Мак-Фарлейном еще в 1966 г [1, 2]. Возбуждение молекул азота осуществлялось импульсным разрядом вдоль оси лазерной трубки при комнатной температуре. Поскольку эта система ранее в излучении не наблюдалась, все внимание автора было сосредоточено на спектроскопических исследованиях без объяснения механизма создания инверсии. Несколько ранее на той же экспериментальной установке им была получена генерация на другой синглетной системе молекулярного азота $a^1\Pi_g \rightarrow a'\Sigma_u^-$ [3, 4].

Нами была получена одновременная импульсная генерация на электронных переходах $\omega \rightarrow a$ и $a \rightarrow a'$ молекулы N_2 , излучающих в области 3,6 и 3,3 мкм, соответственно. При охлаждении смеси N_2 – He жидким азотом получена энергия в импульсе длительностью 0,5 мксек, до 0,5 мдж.

Экспериментальная установка состояла из лазерной камеры в которую были помещены охлаждаемые жидким азотом профилированные алюминиевые электроды длиной 950 мм и шириной 25 мм. Расстояние между электродами равнялось 25 мм. Рабочий газ возбуждался разрядом емкости $2 \cdot 10^{-2}$ мкф с начальным напряжением 30 кВ. Разрядный ток имел форму затухающей синусоиды с начальным периодом 330 нсек и величиной тока в первом максимуме до 2 кА. Газ представлял собой смесь N_2 и He в соотношении 1:14 с общим давлением 20 тор. Глухой резонатор был образован зеркалами с золотым покрытием с $R_1 = 5$ м и $R_2 = \infty$. Излучение из резонатора выводилось расщепителем.

Интенсивная генерация наблюдается на пяти линиях, принадлежащих полосе 2 – 1 системы $a^1\Pi_g \rightarrow a'\Sigma_u^-$ и полосе 0 – 0 системы $\omega^1\Delta_u \rightarrow a^1\Pi_g$. Суммарная по всем линиям выходная мощность генерации достигала 1 кВт.

На рис. 1 изображена диаграмма уровней энергии молекулы N_2 . На ней приведены потенциальные кривые электронных состояний с несколькими нижними колебательными уровнями. Помимо основного состоя-

ния $X^1\Sigma_g^+$ и состояний $\omega^1\Delta_u$, $a^1\Pi_g$, $a'^1\Sigma_u^-$, участвующих в генерации, показаны также триплетные состояния $C^3\Pi_u$, $B^3\Pi_g$ и $A^3\Sigma_u^+$. Известно [5], что на переходах $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ и $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ существует мощная импульсная генерация в районе 0,34 и 0,9 мкм, соответственно. Механизмом создания инверсии в них служит возбуждение верхних лазерных уровней прямым электронным ударом в соответствии с принципом Франка – Кондона. На рис. 1 вертикальной широкой стрелкой, направленной вверх, показан канал накачки электронным ударом. Пунктирными стрелками обозначены наиболее мощные лазерные переходы в триплетных системах. При этом канал накачки и излучения, всегда связанные с поворотными точками колебательных уровней, заметно разнесены.

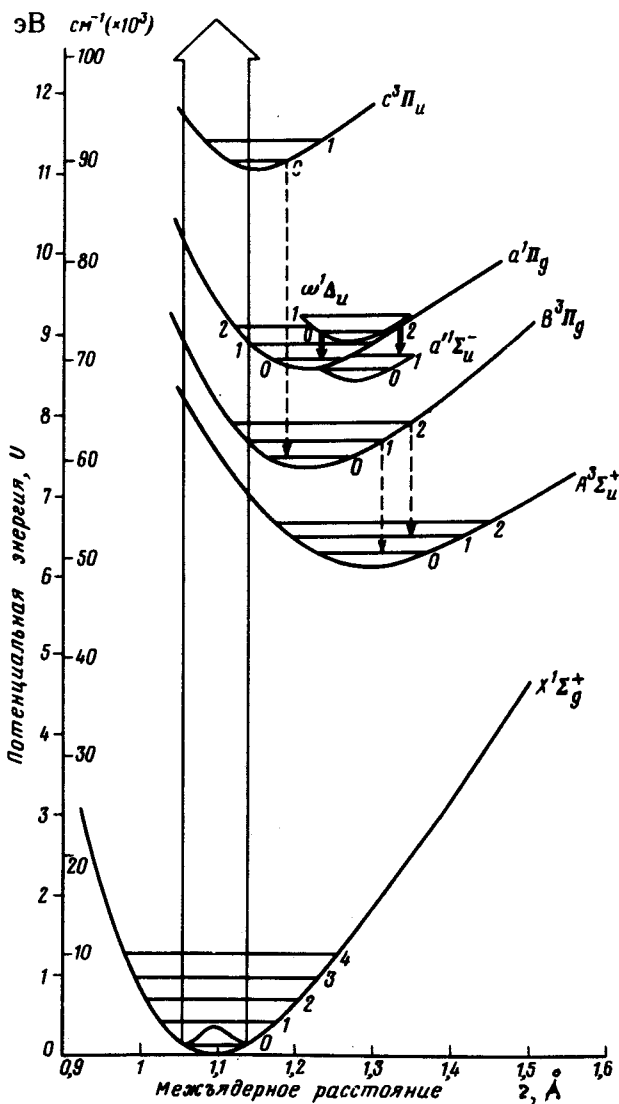


Рис. 1. Диаграмма уровней энергии молекулы N_2

Этот механизм создания инверсии является общим для всех подробно изученных систем на связанно-связанных электронных переходах как для N_2 , так и для других молекул, и он мог бы иметь место в сис-

теме $\bar{a}^1\Pi_g \rightarrow a'^1\Sigma_u^-$. В отличие от системы $a \rightarrow a'$ генерацию на колебательном переходе $0 - 0$ системы $\omega \rightarrow a$ описать указанным механизмом весьма затруднительно. Верхнее лазерное состояние сильно смещено по отношению к основному состоянию молекулы, и его колебательный уровень $v' = 0$ лежит далеко от зоны канала электронного возбуждения. Кроме того, переход накачки $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow \omega^1\Delta_u$ сильно запрещен ($\Delta\Lambda = 2$), что нарушает жесткое правило отбора по проекции орбитального углового момента $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$. Существенным является также то, что на этой системе нами наблюдалась задержка (примерно 1 мксек при 20 тор) между импульсом накачки и импульсом генерации. Величина задержки находилась в обратной зависимости от давления. Следует отметить, что и на переходе $2 - 1$ системы $a \rightarrow a'$ также наблюдалась задержка, что в определенной степени ставит под сомнение механизм прямого возбуждения и для этой системы.

Таким образом, существовавший до сих пор как единственный в газоразрядных лазерах механизм создания инверсии на электронных переходах между связанными состояниями молекул посредством прямого электронного удара не реализуется на переходах $2 - 1$ системы $a \rightarrow a'$ и $0 - 0$ системы $\omega \rightarrow a$. Вероятно инверсия здесь создается за счет рекомбинационных процессов или излучательных каскадов. Одним из таких каскадов может служить известный переход $\gamma^1\Pi_g \rightarrow \omega^1\Delta_u$ (вторая система Каплана).

Так как за время генерации в достаточной мере успевает произойти термализация возбужденных состояний азота, возможно существенно повысить усиление на отдельных вращательных переходах путем понижения температуры газа [6]. Выражение для коэффициента усиления в центре доплеровски уширенного электронно-колебательно-вращательного перехода $n''v''J'' \rightarrow n''v''J''$ при нулевой заселенности нижнего уровня имеет вид

$$K(\nu_0) = \frac{hc^4 \sqrt{M}}{8\pi k \sqrt{2\pi k N}} \frac{g_s}{g_s^s + g_s^a} \frac{A_{n''n''} q_{v''v''} N_{v''} B_{v''}'}{\nu_0^3 T \sqrt{T}} S_{J''J''} \exp\left(-\frac{F(J'')}{kT}\right),$$

где ν_0 — частота в центре линии, $A_{n''n''}$ — вероятность электронного перехода, $q_{v''v''}$ — фактор Франка — Кондона для колебательного перехода $v'' \rightarrow v''$; $S_{J''J''}$ — фактор Хенля — Лондона для вращательного перехода $J'' \rightarrow J''$; $F(J'') = B_{v''} J''(J'' + 1) - D_{v''} [J''(J'' + 1)]^2$ — энергия вращательного термина верхнего состояния с квантовым числом J'' ; $N_{v''}$, $B_{v''}$ и $D_{v''}$ — населенность и вращательные константы верхнего колебательного уровня с квантовым числом v'' ; g_s^s — ядерный статистический вес либо симметричного (g_s^s), либо антисимметричного (g_s^a) состояния в зависимости от того, с какого уровня начинается рассматриваемая линия; M — молекулярный вес в атомных единицах, N — число Авогадро; C — скорость света; h и k — постоянные Планка и Больцмана.

Видно, что имеется сильная обратная зависимость коэффициента усиления от температуры газа. Это наглядно иллюстрируется рис. 2, где изображены расчетные зависимости коэффициента усиления по ветвям P , Q и R внутри полосы $0 - 0$ перехода $\omega \rightarrow a$ от вращательного квантового числа J' верхнего уровня для двух температур 300 и 100К.

Ввиду того, что каждый вращательный уровень обоих электронных состояний расщеплен на два очень близких подуровня (Λ – удвоение), каждая из ветвей P , Q и R состоит из двух серий линий, образующих тесные дублеты. На рисунке эти серии обозначены сплошными (d -серия) и полыми кружочками (c -серия). В каждой серии имеет место чередование интенсивностей, связанное с наличием в газе ортоазота и параазота.

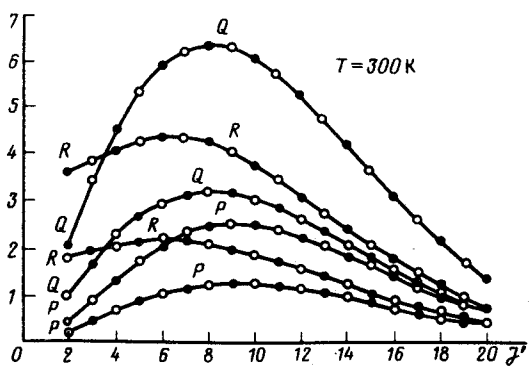
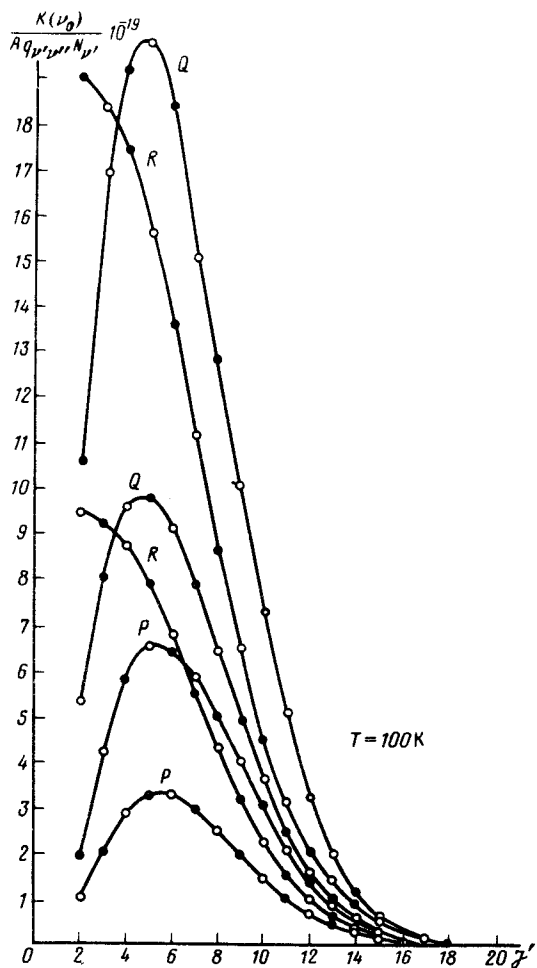


Рис. 2. Расчетные зависимости коэффициента усиления по ветвям P , Q , R внутри полосы $0-0$ перехода $\omega \rightarrow a$ от вращательного квантового числа J' верхнего уровня для двух температур 300 и 100К

Итак, нами показано, что использование лазера на переходах $2 - 1$ системы $a^1\Pi_g \rightarrow a'^1\Sigma_u^-$ и $0 - 0$ системы $\omega^1\Delta_u \rightarrow a^1\Pi_g$ молекулы N_2 может оказаться перспективным для получения достаточно мощного излучения в практически важной области 3,3 и 3,6 мкм при условии глубокого охлаждения и организации поперечного разряда большого объема. Предполагается, что для этих систем молекулы азота реализуется новый каскадный механизм создания инверсии.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1979 г.

Литература

- [1] R.A.McFarlane. Phys. Rev., **146**, 37, 1966.
 - [2] R.A.McFarlane. IEEE J. of QE, **2**, 82, 1966.
 - [3] R.A.McFarlane. Phys. Rev., **140**, 1070, 1965.
 - [4] R.A.McFarlane. Physics of Quant. Electr., Conference Proceedings (Puerto-Rico, 1965) N.Y. 1966, p.655.
 - [5] В.М.Каслин, Г.Г.Петраш. Труды ФИАН, **81**, 88, 1975.
 - [6] В.М.Каслин, Г.Г.Петраш. ЖЭТФ, **54**, 1051, 1968.
-