

Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 5, стр. 301—304.

5 сентября 1972 г.

**ВОЗМОЖНОСТЬ ГЕНЕРИРОВАНИЯ УЛЬТРАКОРотКИХ ИМПУЛЬСОВ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА КОМБИНАЦИОННЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ
МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА**

Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, А. Ф. Сучков

1. В настоящей работе рассматривается возможность получения коротких импульсов лазерного излучения на колебательно-вращательных

переходах молекул водорода и его изотопозамещенных. Молекулы H_2 и D_2 не имеют дипольного момента и поэтому имеют большие времена колебательно-поступательной релаксации. Они могут оставаться в возбужденном колебательном состоянии порядка $10^{-3} + 10^{-4}$ сек вплоть до давлений в несколько атмосфер при $T \sim 300^0\text{K}$. Вращательно-поступательное равновесие устанавливается за время $\sim 10^{-8}$ сек и можно полагать, что $T_{\text{вр}} = T_0$ – температура газа.

Способность водорода накапливать колебательную энергию используется для получения генерации путем резонансной передачи колебательного кванта молекулам примесного газа [1]. Из-за отсутствия дипольных переходов, и малой вероятности квадрупольных, казалось невозможным использовать молекулы водорода непосредственно для получения генерации на колебательно-вращательных переходах.

В настоящей работе рассматривается возможность получения генерации на переходах, которые появляются в колебательно-вращательном спектре водорода в присутствии достаточно сильного электрического поля E , как постоянного, так и переменного. Вероятность излучения или поглощения кванта оказывается пропорциональной E^2 . Существование этих, так называемых индуцированных электрическим полем переходов (ИЭП-переходов) предсказано в работе [2]. ИЭП-переходы удовлетворяют правилам отбора $\Delta j = 0, \pm 2$. Случай наложения переменного индуцирующего поля может интерпретироваться как двухфотонный процесс.

Преодполагается, что возбуждение колебательных уровней молекул при большой плотности газа осуществляется так называемым электрионизационным способом, т.е. пропусканием электрического тока через плотный газ, проводимость в котором создается внешним источником ионизации [3, 4]. Электрионизационный метод позволяет возбуждать плотные газы и, следовательно, использовать высокие напряженности электрического поля для индуцирования дипольного момента на переходах $\Delta j = 2$. Предлагаемая система должна обладать высоким КПД преобразования электрической энергии в энергию когерентного излучения.

2. Доля электрической энергии, преобразованной в энергию колебаний молекул при электрионизационном методе возбуждения η_v может быть представлена в виде

$$\eta_v = \frac{\langle \sigma_v V \rangle \Delta E_v}{\langle \sigma_v V \rangle \Delta E_v + \sum_{i,i'} (N_i/N_0) \langle \sigma_{i,i'} V \rangle \Delta E_{i,i'} + \langle \sigma_m V \rangle (2m/M) \epsilon},$$

где σ_v и $\sigma_{i,i'}$ есть соответственно сечение возбуждения колебаний и вращений молекул, ΔE_v и $\Delta E_{i,i'}$ – изменение колебательной и вращательной энергии, ϵ – средняя энергия электронов, σ_m – сечение переноса импульса, m/M – отношение массы электронов к массе молекулы водорода. Вычисления при температуре $T \sim 100^0\text{K}$ на основании данных о сечениях, представленных в [5] и средней энергии электронов $\epsilon \sim 1 \text{ эв}$ ($E/\rho \sim 10 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт.ст.}$) показывают, что в энергию колебаний молекул водорода может преобразовываться до 90% электрической энергии.

3. Определим колебательную температуру T_v соотношением

$$N_2 / N_1 = \exp(-\Delta E_v / k T_v), \quad (1)$$

где N_1 и N_2 – есть соответственно концентрация молекул в основном и первом колебательно-возбужденном состоянии. Распределение молекул по вращательным состояниям описывается больцмановским фактором с температурой $T_{\text{вр}} = T_0$

$$n(i) \sim (2i+1) \exp\left(-\frac{B_i(i+1)}{k T_0}\right). \quad (2)$$

Из (1) и (2) следует условие инверсной населенности на переходе $i_2 \rightarrow i_1$ ($i_1 = i_2 + 2$)

$$T_v \geq T_0 \frac{\Delta E_v}{B(4i_2 + 6)}. \quad (3)$$

Водород нами выбран из-за большого значения вращательной постоянной B и возможности работать при температурах $T \sim 30^0\text{K}$.

4. Коэффициент усиления на индуцированных переходах может быть представлен в виде

$$K(\omega_1) = \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{A_{i_2 \rightarrow i_1}(E^2, \omega_0) \lambda_1^2}{4\pi \Delta \nu} \left[\frac{n(i_2)}{2i_2 + 1} - \frac{n(i_1)}{2i_1 + 1} \right], \quad (4)$$

где $A_{i_2 \rightarrow i_1}(E^2, \omega_0)$ – вероятность перехода, зависящая от напряженности электрического поля и частоты сигнала индуцирующего дипольный момент. В случае

$$\omega_0 = 0, \quad \omega_1 = \frac{\Delta E_v + B i_2 (i_2 + 1) - B i_1 (i_1 + 1)}{\hbar}; \quad K(\omega)$$

может быть вычислен на основании данных о ширине линии излучения и интегральном коэффициенте поглощения β в H_2 на ИЭП-переходах представленных в работах [6,7]

$$\frac{\beta}{E^2} \approx \frac{\pi^3 \nu \gamma_{01}^2}{h c} n(i_1); \quad \gamma_{01} = 0,72 \cdot 10^{-25} \text{ см}^3, \quad (5)$$

$$\Delta \nu = 2 \left[\frac{7,6 N^2 \sigma^4 k T}{4\pi m} \right]^{1/2}; \quad \sigma = 2,6 \cdot 10^{-9} \text{ см.} \quad (6)$$

Из (5) и (6) для $K(\omega_1)$ при $i_2 = 0$, $T_0 \lesssim 77^{\circ}\text{K}$ получим:

$$K(\text{см}^{-1}) = \frac{4,5 \cdot 10^{-30}}{\Delta\nu(\text{см}^{-1})} E^2 (\text{ед. CGSE}) N_2 (\text{см}^{-3}). \quad (7)$$

Выражение (7) может быть использовано для оценки коэффициента усиления и при $\omega_0 \ll \omega_1$, например, при использовании в качестве сильного индуцирующего электрического поля ультракороткого импульса излучения CO₂-лазера высокого давления. Эти оценки показывают, что при плотности газа $p \sim 25 \text{ атмосфер}$, при которой ширина линии $\Delta\nu$ составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ и длительности импульса CO₂-лазера $\sim 10^{-11} \text{ сек}$ с энергией $\sim 0,1 \text{ дж/см}^2$ коэффициент усиления $K(\text{см}^{-1}) = 0,1 \cdot Q$, где Q — накопленная колебательная энергия в джоулях на см^3 . Эксперименты показывают [3,4], что запасы в колебательном резервуаре симметричной двухатомной молекулы энергию порядка 1 дж/см^3 не представляет принципиальных трудностей. Это дает возможность получения коэффициента усиления $K = 0,1 \text{ см}^{-1}$. Квантовая эффективность преобразования колебательной энергии в энергию когерентного излучения

$$\eta_k = \frac{\Delta E_v - \Delta E_{i,i'}}{\Delta E_v} \approx 85\%.$$

В заключение обратим внимание на то, что в молекулах HD, HT из-за нарушения симметрии частично снимается запрет на дипольные переходы с $\Delta j = \pm 1$ [8], что, в принципе, дает возможность получить генерацию без внешнего поля, индуцирующего переходы.

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

Поступила в редакцию
26 июля 1972 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, А.Н.Ораевский, В.А.Шеглов. ЖТФ, 37, 339, 1967.
- [2] E.U.Condon. Phys. Rev., 41, 759, 1932.
- [3] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, В.А.Данилычев, А.Ф.Сучков. Квантовая электроника, № 3, 121, 1971.
- [4] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, В.А.Данилычев, О.М.Керимов, И.Б.Ковш, А.Ф.Сучков. Письма в ЖЭТФ, 14, 421, 1971.
- [5] И.Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., изд. Мир, 1967 .
- [6] M.F.Crowford, R.E.Mac Donald. Can. J. Phys., 36, 1022, 1958.
- [7] N.Bloembergen. Amer. J. of Phys., 35, 989, 1967.
- [8] R.A.Durie, G.Herzberg. Can. J. Phys., 38, 806, 1960.