

ванная на извлечении электронов из полокатодного отражательного разряда, которая при модуляции разряда и постоянном ускоряющем напряжении до 30 кВ обеспечивала импульсные пучки при длительности трапецеидального импульса 10, 50, 100, 300, 10^4 мксек при частоте повторения от 1 до 600 гц. На фиг. 3 представлены осциллограммы модулирующего напряжения (а) и электронного пучка (б) при длительности $\tau = 150$ мксек.

Возможность модуляции с помощью импульсов напряжения малой мощности позволяет создать источники электронных пучков с большой частотой повторения.

Поступила 27 IX 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока. Докл. АН СССР, 1970, № 191, № 1.
2. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. Импульсный CO_2 -лазер с высоким давлением газовой смеси. Квантовая электроника, № 3. М., «Советское радио», 1971.
3. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М., «Энергия», 1970.
4. Голик П. П., Груздев В. А., Крейнделъ Ю. Е., Левшук Л. А. Электронная пушка с плазменным катодом. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 5.
5. Крейнделъ Ю. Е., Никитинский В. А. Электронный источник на основе плазмотрона с трубкой Пеннинга. Приборы и техника эксперимента, 1970, № 1.

УДК 539.196

РАСПАДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

И. В. Новобранцев, А. Н. Старостин

(Москва)

Показано, что при постоянной накачке в молекулах типа CO_2 возможна осцилляционная перекачка энергии между различными модами колебаний. Указанный эффект может приводить к пиковому режиму генерации в лазерах на основе CO_2 .

В лазерах на основе молекулярных газов, например CO_2 , N_2O , H_2O и т. д., величина инверсии определяется кинетикой обмена энергией между различными модами колебаний и поступательными степенями свободы. При некоторых условиях процесс обмена энергией может носить автоколебательный характер. Возникновение автоколебаний в рассматриваемом случае аналогично самовозбуждению колебаний в нелинейных механических, биологических и химических системах [1-3].

При анализе колебательной релаксации в смесях молекулярных газов обычно используется схема, развитая в [4]. Достоинством этой схемы является сведение задачи кинетики к рассмотрению системы уравнений баланса энергии для отдельных мод колебаний, что оправдано малостью времен обмена энергией между состояниями отдельной моды по сравнению с временами межмодового взаимодействия.

Запишем упрощенные уравнения, описывающие кинетику в CO_2 -лазере, в виде

$$(1) \quad \frac{dn_3}{dt} = q - W [n_3 (n_2 + 1)^3 - \exp(-\delta E / T) n_2^3 (n_3 + 1)]$$

$$(2) \quad \frac{dn_2}{dt} = \frac{3}{2} W [n_3 (n_2 + 1)^3 - \exp(-\delta E / T) n_2^3 (n_3 + 1)] - n_2 / \tau_r$$

Здесь n_3 , n_2 — среднее число колебательных квантов в асимметричной и двукратно вырожденной деформационной модах молекулы CO_2 соответственно. Эти величины связаны с обозначениями, принятыми в [4], следующим образом: $2n_2 = \epsilon_2$, $n_3 = \epsilon_3$. Через q обозначена скорость возникновения колебательных квантов, эффективно участвующая возбуждению асимметричной моды электронным ударом или резонансную передачу энергии от молекул N_2 или CO . Источник в (2) опущен, так как при соответствующем подборе условий, например состава смеси, его влиянием на рассматриваемый

мое явление можно пренебречь; W — «эффективная» вероятность распада кванта асимметричной моды на три кванта деформационной. Как и в [4], предполагаем равенство температур деформационной и симметричной мод. Из двух каналов распада асимметричного кванта ($n_3 \rightarrow 3n_2$, $n_3 \rightarrow n_1 + n_2$) оставлен первый. При малых числах заполнения учет обоих каналов не меняет вида уравнений, но под W следует подразумевать суммарную вероятность распада по обоим каналам. При больших числах заполнения вклад второго канала несуществен, если вероятности распада в обеих реакциях соизмеримы. Через δE обозначен дефект энергии в реакции $n_3 \rightarrow 3n_2$, τ_r^{-1} — вероятность колебательно-поступательной релаксации деформационной моды.

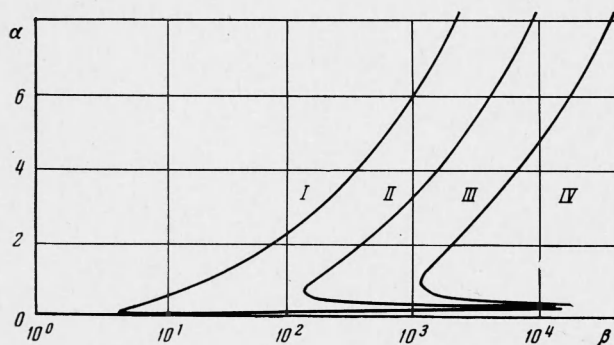
Стационарное состояние системы (1), (2) определяется формулами

$$(3) \quad \begin{cases} \varepsilon_2^\circ = 3q\tau_r \\ \varepsilon_3^\circ = [8q/W + \exp(-\delta E/T)(\varepsilon_2^\circ)^3] / [(\varepsilon_2^\circ + 2)^3 - \exp(-\delta E/T)(\varepsilon_2^\circ)^3] \end{cases}$$

Исследуем это стационарное состояние на устойчивость. В зависимости от параметров

$$\alpha \equiv q\tau_r, \quad \beta \equiv 8/W\tau_r, \quad \gamma \equiv \exp(-\delta E/T)$$

корни характеристического уравнения отвечают различным типам стационарной точки. На фиг. 1 в плоскости α и β изображены кривые (для случая $\gamma = 0.16$), при переходе через которые меняется характер стационарной точки: в области I — устойчивый



Фиг. 1

узел, в II — устойчивый фокус, в III — неустойчивый фокус, в IV — неустойчивый узел. Реально параметры α и β меняются в зависимости от состава газовой смеси, степени ионизации в электрическом разряде ($25 \leq \beta \leq 3 \cdot 10^3$, $0 < \alpha \leq 5$), и можно подобрать условия, в которых реализуются режимы I, II, III. В случаях III, IV в системе возникают автоколебания с предельным циклом, окружающим неустойчивую стационарную точку. Физически неустойчивость носит распадный характер и имеет инкремент

$$\text{Im } \nu = -1/16 W [(2 + \varepsilon_2^\circ)^3 - \gamma (\varepsilon_2^\circ)^3 - 9 \varepsilon_3^\circ (\varepsilon_2^\circ + 2)^2 + 9 \gamma (\varepsilon_2^\circ)^2] \times (\varepsilon_3^\circ + 1) + \beta]$$

Указанный эффект может оказывать существенное влияние на характер генерации света в молекулярных лазерах. Система уравнений для приведенных энергий мод колебаний ε и интенсивности света J , усредненной по длине резонатора [5], имеет вид

$$(4) \quad d\varepsilon_3/dt = q - 1/8 W [\varepsilon_3 (\varepsilon_2 + 2)^3 - \gamma \varepsilon_2^3 (\varepsilon_3 + 1)] - J \sigma \Delta / \hbar \omega$$

$$(5) \quad d/dt (\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1) = 1/8 3W [\varepsilon_3 (\varepsilon_2 + 2)^3 - \gamma \varepsilon_2^3 (\varepsilon_3 + 1)] + 2J\sigma \Delta / \hbar \omega - \varepsilon_2 / \tau_r$$

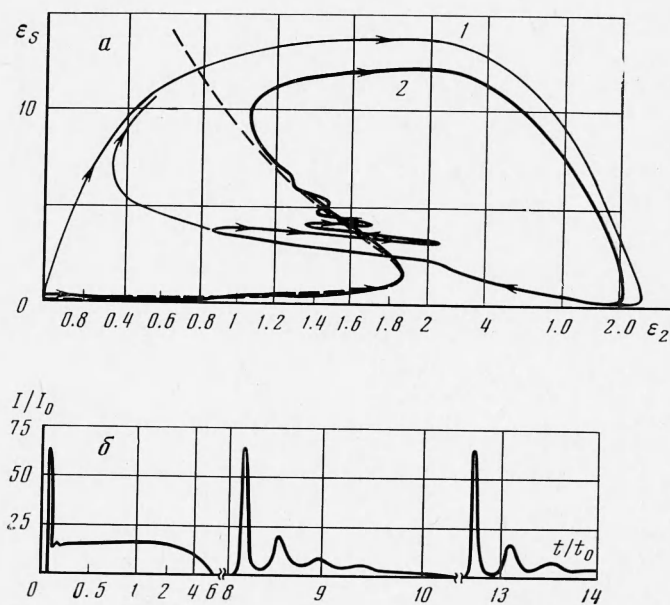
$$(6) \quad dJ/dt = cJ \sigma N (\Delta - \Delta_0)$$

Рассматривая для определенности генерацию света на длине волны 10.6μ , для величины Δ имеем

$$\Delta = 16 (\varepsilon_2 + 1) [\varepsilon_3 / (\varepsilon_3 + 1) - \varepsilon_2^2 / (\varepsilon_2 + 2)^2] / [(\varepsilon_2 + 2)^4 (\varepsilon_3 + 1)]$$

В (4) — (6) $\varepsilon_1 = \varepsilon_2^2 / 4 (\varepsilon_2 + 1)$, σ — сечение резонансного поглощения света, ω — частота, N — концентрация активных молекул, $N\Delta_0$ — пороговая инверсия. Как показывает анализ системы (4) — (6), для заданной величины Δ_0 в зависимости от параметров α и β либо реализуется стационарное состояние с $J \neq 0$ (при этом автоко-

лебания не возникают), либо стационарное состояние с $J \neq 0$ отсутствует ($\alpha > \alpha_*$). При $\Delta_0 \ll 1$ граница области, отделяющая эти два случая, определяется условием $\alpha_* \sim \Delta_0^{-1/5}$. Если при этом α и β лежат в области III или IV (фиг. 1), то система (4) — (6) имеет предельный цикл, при котором на фоне автоколебаний ε_2 и ε_3 возможна пиковая генерация света (фиг. 2). На фиг. 2, а изображена проекция фазовой траектории системы (4) — (6) на плоскость ε_2 — ε_3 , рассчитанная для случая $\gamma = 0.16$, $\alpha = 1$, $\beta = 8 \cdot 10^2$, $\Delta_0 = 0.03$. Кривая 1 — фазовая траектория системы (4) — (5) при



Фиг. 2

$J = 0$, кривая 2 относится к полной системе (4) — (6). Пунктирная кривая является границей области, в которой возможна генерация света. Масштаб по оси ε_2 от 0 до 2 линейный, для $\varepsilon_2 > 2$ — логарифмический. На фиг. 2, б представлена временная зависимость интенсивности светового сигнала в относительных единицах, $J_0 = 0.1Nch\omega\Delta_3$. Масштаб времени $t_0 = 100/Nc\sigma\Delta_0 \approx 10^{-6}$ сек; на участке $1 < t < 6$ масштаб логарифмический, при $t < 1$ и $t > 6$ — линейный. Такой режим реализуется, если предельная фазовая траектория системы (4) — (5) при $J = 0$ пересекает границу области $\Delta = \Delta_0$; в противном случае имеет место генерация одиночного импульса света.

Явление автоколебаний может быть обнаружено экспериментально либо в виде осцилляций коэффициента усиления слабого сигнала, либо в особенностях режимов генерации системы в резонаторе (пиковый режим).

В реальных условиях на характер рассмотренного явления оказывают влияние различные эффекты, неучтенные в принятой модели: изменение температуры газа, от которой зависят τ_r , W , γ ; степень ионизации и удары второго рода, влияющие на q . Протекающие в системе химические реакции могут менять состав смеси, а с ним и параметры α и β . Были проведены пробные расчеты, учитывающие изменения температуры и удары второго рода, в которых проявились новые эффекты. В частности, из-за ударов второго рода при $\alpha > \alpha_c$ ($\alpha_c \approx 2.4$) возникают три стационарные точки для заданных α и β . Максимумы α и β сильно уменьшаются, но характерные свойства межмодовой перекачки качественно сохраняются.

Поступила 18 VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959.
2. Гарфинкель Д. Метод моделирования на вычислительных машинах в биохимии и экологии. В сб. «Теоретическая и математическая биология», гл. XI. М., «Мир», 1968.

3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
4. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация в газах и молекулярные лазеры. Усп. физ. н., 1972, т. 108, вып. 4.
5. Михаэлян А. Л., Тер-Михаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. М., «Советское радио», 1967.

УДК 533.6.01.011

**ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ
О ДВИЖЕНИИ ОБОЛОЧКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОДУКТОВ
ОСЕВОЙ ДЕТОНАЦИИ**

*А. В. Каширский, Ю. В. Коровин, В. А. Одинцов,
Л. А. Чудов*

(Москва)

Получено численное решение задачи о движении несжимаемой цилиндрической оболочки с зарядом взрывчатого вещества при возбуждении детонации одновременно по всей оси заряда. Прочность оболочки не учитывается. Для продуктов детонации принято трехчленное уравнение состояния. В [1] получено численное решение задачи об одномерном движении цилиндрической оболочки при осевой детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ).

Рассмотрим цилиндрическую оболочку с зарядом ВВ. При возбуждении детонации одновременно по всей оси заряда в нем формируется расходящаяся цилиндрическая детонационная волна. Продукты детонации с торцов заряда истекают в вакуум. До момента выхода детонационной волны на оболочку движение продуктов детонации в торцевой зоне автомодельное. После удара детонационной волны об оболочку в продуктах детонации возникает отраженная ударная волна, сходящаяся к оси симметрии, вследствие чего дальнейшее движение газа неизэнтропическое. При заданном уравнении состояния продуктов детонации определяющими параметрами задачи будут

$$\lambda = L / 2R_0, \mu = m / M$$

где m — масса заряда, M — масса оболочки, L — длина и R_0 — начальный радиус заряда.

В качестве ВВ взят пентолит (сплав тротила с ТЭН 50 : 50) с начальной плотностью $\rho_0 = 1.65 \text{ г/см}^3$, теплотой взрывчатого превращения $Q = 0.0536 \text{ мбар} \cdot \text{см}^3/\text{г}$ и скоростью детонации $D = 0.7655 \text{ см/мксек}$.

Безразмерные переменные вводятся таким образом, что вид уравнений движения не меняется

$$p' = p / \rho_0 D^2, \rho' = \rho / \rho_0, w' = w / D, v' = v / D, u' = u / D, c' = c / D \\ e' = e / D^2, r' = r / R_0, z' = z / R_0, t' = tD / R_0$$

Здесь p — давление, ρ — плотность, w — массовая скорость, v — осевая компонента скорости, u — радиальная компонента скорости, c — скорость звука, e — внутренняя энергия, r — радиальная координата, z — осевая координата, t — время. Для продуктов детонации принято уравнение состояния [2]

$$p' = A\rho'e' + B\rho'^4 + C \exp(-k/\rho') \\ A = 35 \cdot 10^{-2}, B = 1659 \cdot 10^{-5}, C = 2147 \cdot 10^{-3}, k = 3636 \cdot 10^{-3}$$

Начальное распределение параметров продуктов детонации было задано в момент времени $t' = 0.1$. В области, не затронутой торцевой волной разрежения, использовалось одномерное автомодельное распределение за фронтом расходящейся цилиндрической детонационной волны. В зоне действия волны разрежения использовались линейные аппроксимации.

Граничные условия задачи описаны в [3]. Конечно-разностная аппроксимация уравнений движения продуктов детонации выполнена при помощи явной двухшаговой схемы второго порядка точности [4]. Расчеты проведены на ЭЦВМ БЭСМ-6 на сетке 37×25 .