

УДК 535.374

Н. Г. БАСОВ, В. А. ДАНИЛЫЧЕВ, А. Г. МОЛЧАНОВ,
Ю. М. ПОПОВ и Д. Д. ХОДКЕВИЧКВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Первые исследования люминесценции конденсированных инертных газов в вакуумной УФ-области спектра [1–3] обнаружили широкие полосы излучения, заметно сдвинутые в длинноволновую сторону по отношению к полосам поглощения свободными экситонами. Этот сдвиг связан с понижением энергии свободных экситонов при переходе их в автолокализованное состояние R_2^* во многом сходное с возбужденным состоянием двухатомной молекулы инертного газа. Автолокализация экситонов происходит за время $\sim 5 \cdot 10^{-12}$ сек [4], которое намного короче радиационного времени жизни свободных экситонов $\tau_s \sim 10^{-9}$ сек, так что в отсутствие примесей люминесценция в конденсированных инертных газах происходит в основном за счет радиационного распада автолокализованных экситонов.

В последнее время интерес к люминесценции конденсированных инертных газов значительно возрос в связи с возможностью их использования в качестве рабочих веществ для квантовых генераторов в вакуумной УФ-области спектра [5, 6].

К настоящему времени уже сообщалось о наблюдении усиления [3, 7] и генерации [8] на длине волны 1760 Å в жидком ксеноне при возбуждении его пучком быстрых электронов. Люминесценция автолокализованных экситонов слабо зависит от агрегатного состояния инертного газа [1, 3], поэтому квантовые генераторы, использующие эту люминесценцию, могут работать как на жидкостях, так и на сжатых газах. Это значительно повышает их радиационную стойкость по сравнению с обычными генераторами на твердом теле, что может иметь значение при длительном электронном облучении. Так как время релаксации с нижнего рабочего уровня за счет отталкивания атомов в основном состоянии составляет величину $\sim 10^{-12}$ сек, квантовые генераторы на конденсированных и сжатых инертных газах могут работать в квазинепрерывном режиме. В данной работе рассматривается схема заселения рабочих уровней и условия генерации вакуумного УФ-излучения в конденсированных инертных газах, а также приводятся экспериментальные данные по когерентности излучения и эффективности преобразования энергии электронного пучка в энергию излучения в жидком ксеноне.

В кристаллах инертных газов уровни свободных экситонов образуют две водородоподобные серии $ns\Gamma(^{3/2})$ и $ns\Gamma(^{1/2})$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, [9]. Автолокализация экситонов нижней серии $ns\Gamma(^{3/2})$ приводит к локальной деформации решетки, которая определяется сближением двух соседних атомов в направлении оси $\langle 110 \rangle$.

Структура уровней энергии автолокализованных экситонов и потенциальные кривые были рассчитаны в работе [10], результаты которой,

для случая кристаллического ксенона, представлены на рис. 1. Уровни автолокализованных экситонов образуют две дипольно-разрешенные серии $n\sigma$ и $n\pi$ в соответствии с σ - и π -поляризацией их излучения в люминесценции. При этом $n\sigma$ -серия связана с дипольно-разрешенной $n\sigma\Gamma_{15}[\Gamma(^3/2)]$ -серией, а $n\pi$ -серия с дипольно-запрещенной $n\pi\Gamma_{25}[\Gamma(^3/2)]$ -серией свободных экситонов (см. рис. 1). Пунктирными кривыми здесь показаны со-

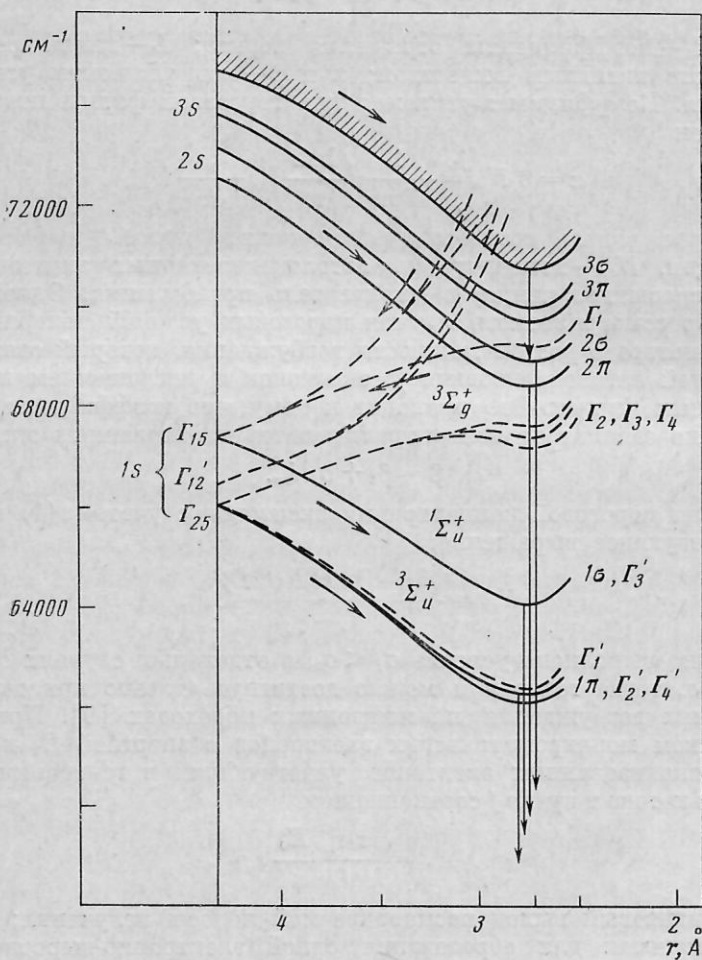


Рис. 1. Зависимость энергии экситонов от параметра деформации решетки и схема люминесценции в кристаллическом ксеноне

стояния, из которых запрещен переход в основное отталкивающее состояние. Наблюдаемые в кристаллическом ксеноне полосы люминесценции [11] можно связать в порядке возрастания энергии с радиационным распадом 1π -, 1σ -, 2π - и 2σ -экситонов. Полученная картина потенциальных кривых качественно сохраняется и для жидкого ксенона, так как при переходе от кристалла к жидкости, несмотря на заметное перераспределение интенсивности, положение максимумов полос люминесценции меняется незначительно [1, 3]. Наблюдаемая в спектре люминесценции при повышении температуры перекачка энергии между полосами

[3] может быть объяснена обменом энергией между экситонами 2σ и 1σ через промежуточные состояния Γ_1 и $1s\Gamma_{15}$ (см. рис. 1), а также обменом энергией между экситонами 1σ и 1π в процессе захвата $1s\Gamma_{15}$ -экситона решеткой.

Для резонатора с плоскими зеркалами пороговое условие для начала генерации имеет следующий вид:

$$R_1 R_2 \exp [2(\alpha - \beta)L] = 1, \quad (1)$$

где R_1, R_2 — коэффициенты отражения зеркал; L — длина резонатора, заполненного активным веществом; α и β — коэффициенты усиления и поглощения. Коэффициент усиления для гауссовой формы полосы излучения равен

$$\alpha = \sigma_0 N_{ex} = \frac{1}{4\pi n^2} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\lambda^2}{\tau_s \Delta\nu} N_{ex}, \quad (2)$$

где λ — длина волны, соответствующая центру полосы, τ_s — спонтанное время жизни, N_{ex} — концентрация автолокализованных экситонов, $\Delta\nu$ — ширина полосы излучения, n — показатель преломления. Одной из особенностей рассматриваемого случая пороговых условий генерации является рост потерь с ростом мощности возбуждения, который связан с фотоионизацией автолокализованных экситонов и поглощением на автолокализованных дырках. Это приводит к тому, что коэффициент поглощения линейно зависит от концентрации автолокализованных экситонов:

$$\beta = \beta_0 + \sigma_f N_{ex}. \quad (3)$$

Так что для пороговой концентрации экситонов с учетом (1) и (2) получаем следующее выражение:

$$N_{ex} = \frac{\beta_0 - (\ln R_1 R_2 / 2L)}{\sigma_0 - \sigma_f}. \quad (4)$$

Хотя обычно выполнено условие $\sigma_f \ll \sigma_0$, в отдельных случаях оно может нарушаться, тогда генерации можно достигнуть только при очень больших уровнях возбуждения на межзонных переходах [6]. При возбуждении пучком монохроматических электронов с энергией E_0 концентрация автолокализованных экситонов, участвующих в генерации, связана с плотностью тока в пучке j соотношением

$$N_{ex} = \frac{\tau_s \eta}{e I_i} \frac{E_0}{x_0} j \quad (4')$$

(где η — квантовый выход рассматриваемой полосы излучения; I_i — энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары; e — заряд электрона; x_0 — эффективная глубина возбуждения, связанная с пробегом электрона R и с плотностью вещества ρ приближенным соотношением $x_0 = R/5\rho$. Для энергий $E_0 \leq 1$ Мэв пробег электрона может быть представлен следующим соотношением [12]:

$$R = 0,274 \frac{A}{Z} \frac{E_0^2}{mc^2 (E_0 + mc^2)}, \quad (5)$$

где A — атомный вес, Z — атомный номер вещества mc^2 — энергия массы покоя электрона. Приравнивая правые части (3) и (4) с учетом (5), находим плотность тока, необходимую для начала генерации. В условиях опыта, когда $\lambda = 1760 \text{ \AA}$, $\Delta\nu = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, $L = 1 \text{ см}$, $R_1 = R_2 = 0,5$, $\beta_0 = 0,15 \text{ см}^{-1}$, $E_0 = 600 \text{ кэв}$, а также используя численные значения: $n = 1,5$, $I_i = 22 \text{ эв}$, $\rho = 3,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\tau_s \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$, $\eta \approx 0,1$, получаем $x_0 =$

$= 240$ мкм, $\sigma_0 = 5 \cdot 10^{-18}$ см², $N_{ex} = 1,2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и для пороговой плотности тока величину $j \approx 30$ а·см⁻².

Экспериментальная установка для возбуждения генерации конденсированных инертных газов электронным пучком с энергией 600 кэв и длительностью импульса $\sim 10^{-8}$ сек была описана в работах [8, 13]. Для жидкого ксенона ширина спектра генерации составляла ~ 20 Å, а пороговая плотность тока $\sim 30 - 100$ а·см⁻².



Рис. 2. Свечение люминесцентного экрана под действием излучения лазера на жидком ксеноне

На рис. 2 показана фотография свечения люминесцентного экрана под действием генерируемого излучения на расстоянии 40 мм от выходного зеркала резонатора. Эффективность генерации измерялась калориметрически, а также с помощью калибровочного солнечнослепого импульсного вакуумного фотометра с магниевым катодом. Излучение в ближней УФ-области обрезалось с помощью фильтров. Измеренная эффективность излучения составляла величину $\sim 10\%$. Направленность излучения, рассчитанная по размерам светящейся области, показанной на рис. 2, составляет величину $\sim 3^\circ$. Интерференционные полосы свидетельствуют о когерентности излучения.

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

Литература

1. Jortner J., Meyer L., Rice S., Wilson E. Chem. Phys., 42, 4250 (1965).
2. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Данилычев В. А., Девятков А. Г., Кашников Г. Н., Ланцов Н. П., Письма ЖЭТФ, 7, 404 (1968).
3. Basov N. G., Balashov E. M., Bogdankevitch O. V., Danilychev V. A., Kashnikov G. N., Lantsov N. P., Khodkevitch D. D., J. Luminescence, 1, 834 (1970).
4. Martin M., Rice S. A., Chem. Phys. Lett, 7, 94 (1970).
5. Basov N. G., IEEE J. QE-2, № 9, 351 (1966).
6. Молчанов А. Г., Полуэктов И. А., Попов Ю. М., ФТТ, 9, 3363 (1967).
7. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Данилычев В. А., Кашников Г. Н., Керимов О. М., Ланцов Н. П., Краткие сообщ. физ., № 7, 68 (1970).
8. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Попов Ю. М., Ходкевич Д. Д., Письма ЖЭТФ, 12, 473 (1970).
9. Baldini G., Phys. Rev., 128, 1562 (1962).
10. Молчанов А. Г., Препринт ФИАН, № 113 (1971); Краткие сообщ. физ., № 4, 9 (1972); ФТТ (в печати).
11. Kreuzburg M., Sol. Stat. Commun., 9, 665 (1971).
12. Молчанов А. Г., Усп. физ. наук, 106, 165 (1972).
13. Данилычев В. А., Ходкевич Д. Д., Приборы и техника эксперимента, № 3, 157 (1971).