



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Г. Рудой, А. М. Сорока, О предельных характеристиках лазера на молекулярном ксеноне, *ЖТФ*, 1987, том 57, выпуск 9, 1881–1883

<https://www.mathnet.ru/jtf914>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.173

15 мая 2025 г., 04:04:23



Литература

- [1] *Merboldt K. D., Hanicke W., Frahm J. J.* Magn. Reson., 1985, v. 64, N 3, p. 479—486.
 [2] *Torrey H. C.* Phys. Rev., 1956, v. 104, N 3, p. 563—565.
 [3] *Александров И. В.* Теория магнитной релаксации. М.: Наука, 1975, § 28.

Отделение медико-биологических проблем
 электротехники ВНИПКТИ кабельной промышленности
 Юрмала

Поступило в Редакцию
 9 октября 1986 г.

УДК 621.378.325

Журнал технической физики, т. 57, в. 9, 1987

О ПРЕДЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЛАЗЕРА НА МОЛЕКУЛЯРНОМ КСЕНОНЕ

И. Г. Рудой, А. М. Сорока

Лазер на Xe_2^* ($\lambda=172$ нм) является наиболее мощным квазинепрерывным источником света в ВУФ области спектра [1]. Его потенциальные возможности, казалось, весьма высоки вследствие значительной, до 40—50 %, эффективности ВУФ люминесценции при ионизирующей накачке ксенона и репульсивного характера нижнего рабочего уровня (время жизни $\leq 10^{-12}$ с) [2, 3]. Настоящая работа посвящена выяснению физических ограничений на предельные возможности Xe_2^* лазера, а именно максимальных длительности и интенсивности генерации, пороговой мощности возбуждения. Для конкретности обсуждается наиболее распространенный случай электронно-пучковой накачки.

1. Минимальный коэффициент усиления и, следовательно, удельная мощность возбуждения определяются потерями на рэлеевское рассеяние в активной среде лазера. Коэффициент экстинкции β для линейно-поляризованного излучения равен [4]

$$\beta = \frac{128\pi^5}{3} \frac{\alpha^2}{\lambda^4} N_0 N, \quad (1)$$

$N_0 = 2.7 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ (1 Амага); N — концентрация ксенона в Амага; $\alpha \simeq 1.1 \cdot 10^{-23}$ см 3 — его поляризуемость на $\lambda=172$ нм [5]. Для коэффициента усиления k_0 при умеренной мощности накачки P_{II} , когда влияние электронного тушения и потерь на ассоциативную ионизацию мало, получим

$$k_0 = \sigma \frac{\eta_{II} P_{II}}{\hbar \omega \nu} = \tau \frac{\eta_{II} j (dU/dz)_{II}}{\hbar \omega \nu} N. \quad (2)$$

Здесь $\sigma \simeq 10^{-18}$ см 2 [6] — эффективное сечение вынужденного излучения (с учетом потерь на фотоионизацию); $\eta_{II} \simeq 0.4$ — эффективность люминесценции сжатого ксенона; $\hbar \omega \simeq 1.2 \cdot 10^{-18}$ Дж — энергия лазерного кванта; $\nu \simeq 4 \cdot 10^7$ с $^{-1}$ [2] — эффективная (с учетом синглет-триплетного перемешивания) частота спонтанного распада верхнего рабочего уровня; j — плотность тока электронного пучка; $(dU/dz)_0 \simeq 20$ кВ/см·Амага — потери энергии при торможении быстрых электронов в ксеноне.

Из (1)—(2) находим пороговое значение плотности тока

$$j_0 = \frac{128\pi^5}{3} \frac{\hbar \omega \nu}{\sigma \eta_{II} (dU/dz)_0} \frac{\alpha^2 N_0}{\lambda^4}. \quad (3)$$

Отметим, что j_0 не зависит от плотности ксенона. Подстановка численных значений дает $j_0 \simeq 3$ А/см 2 , $\beta_0 \simeq 7 \cdot 10^{-4}$ см $^{-1}$ /Амага. Такая величина нерезонансных потерь хорошо объясняет наблюдающуюся в [7] дополнительную задержку начала генерации относительно теоретически рассчитанной.

Как известно, эффективность съема инверсии в виде индуцированного излучения не превышает $\eta_p = (1 - \sqrt{\beta/k_0})^2$ [8]. Поэтому для разумного КПД лазера необходимо выполнение условия $k_0 \geq 5 \beta$ (если $k_0 = 2\beta$, то $\eta_p \simeq 0.09$; если $k_0 = 5\beta$, то $\eta_p = 0.3$). В нашем случае это означает $j_{\min} = 15$ А/см 2 .

В настоящее время такую величину плотности электронного тока удается поддерживать при использовании ускорителя с взрывоэмиссионным катодом не более 5—10 мкс. Однако максимальная длительность импульса генерации (и накачки) определяется прежде всего ограниченной величиной энерговыклада в активную среду эксимерного лазера [9]. Дело в том, что при увеличении температуры газа резко (в соответствии с бальцовским фактором [1, 2]) возрастает населенность нижнего лазерного уровня. Полагая максимальный нагрев $\Delta T_0 = 300$ К, определим предельную длительность возбуждения и генерации

$$\tau_{\max} = \frac{3 \cdot 2 \cdot k_B N \cdot \Delta T_0}{j_{\min} (dU/dz)_0 (1 - \gamma_{11})}, \quad (4)$$

k_B — постоянная Больцмана. Для $j_{\min} = 15$ А/см² получим $\tau_{\max} \approx 0.5$ мкс. Конвективное охлаждение здесь неперспективно, поскольку уже при апертуре 5 см необходимая скорость прокачки активной среды составляет ~ 100 км/с.

Использование смеси Ar : Xe [3], когда Xe составляет относительно небольшую долю рабочего газа, позволяет несколько расширить генерационные возможности лазера на $\lambda = 172$ нм, поскольку поляризуемость аргона на этой длине волны в 3—4 раза меньше, чем у ксенона, и несколько повышается максимально допустимая температура активной среды. Однако выигрыш меньше, чем $(\alpha_{Ar}/\alpha_{Xe})^2$, и составляет ≈ 3 , так как η_{11} в смеси Ar : Xe в 1.5 раза ниже, а торможение быстрых электронов в Ar происходит приблизительно втрое медленнее, чем в Xe (при одинаковой энергии быстрых электронов). Увеличение длительности генерации за счет снижения плотности тока пучка вплоть до j^0 сопровождается, как указывалось выше, резким падением ее эффективности. Заметим также, что, поскольку время развития генерации в типичных условиях сравнимо с максимально допустимой (из-за перегрева) длительностью импульса возбуждения, энергетический КПД лазера существенно ниже его максимального мгновенного значения.

2. Значительный интерес представляет также противоположный рассмотренному в п. 1 случай коротких импульсов, мощной накачки (большая до 10^3 А/см² плотность электронного тока), генерации высоких, близких к предельным световых потоков. Здесь рэлеевское рассеяние ограничивает интенсивность на уровне $(k_0/\beta)I_H$ ($I_H = \hbar\omega\nu/\sigma$ — насыщающая лазерный переход плотность мощности излучения), т. е.

$$I_{\text{пред}}^p = \frac{\eta_{11} j (dU/dz)_0 N}{\beta_0 N} = \eta_{11} \frac{P_H^0}{\beta_0 N}, \quad (5)$$

P_H^0 — удельная мощность накачки, при превышении которой эффективность ВУФ люминесценции ксенона и коэффициент усиления резко снижаются [2]. Отметим, что если при увеличении P_H эти характеристики уменьшаются (не быстрее, чем линейно) за счет тушения непосредственно верхнего лазерного уровня, а не влияния паразитных каналов в цепи накачки, то это не приводит к снижению $I_{\text{пред}}^p$ и КПД лазера. Оценка, по данным [2], дает $P_H^0 \leq 10^7$ Вт/см². В таком режиме обычно $N \geq 3 \div 4$, поэтому $I_{\text{пред}}^p \approx 2 \cdot 10^9$ Вт/см². Из (5) следует также, что для получения предельной интенсивности целесообразно увеличивать плотность тока, а не давление газа.

При столь мощных потоках основную роль могут играть нелинейные по световому полю процессы, прежде всего двухфотонная ионизация ксенона. Ограничения на интенсивность излучения CO₂ лазера, связанные с пробоем активной среды собственным излучением, рассматривались, например, в [10]. В нашем случае уравнение переноса имеет вид

$$\frac{dI}{dz} = k_0 \frac{I}{1 + I/I_H} - \beta_0 NI - 2\gamma N_0 N I^2, \quad (6)$$

γ — сечение двухфотонной ионизации Xe собственным излучением ($\lambda = 172$ нм). Величина γ , насколько нам известно, экспериментально не измерялась, теоретический расчет достаточно сложен и весьма приближителен, однако характерный порядок величины составляет, по-видимому, 10^{-32} — 10^{-31} см⁴/Вт. Здесь оценим минимальное сечение, при котором нелинейность заведомо необходимо учитывать. Оно, очевидно, определяется условием $2\gamma N_0 I_{\text{пред}}^p \sim \beta_0$, откуда

$$\gamma^0 \approx \beta_0 / 2N_0 I_{\text{пред}}^p \sim 5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^4/\text{Вт}. \quad (7)$$

Если нелинейность играет определяющую роль, то

$$I_{\text{пред}}^H \approx \sqrt{\eta_{11} P_H^0 / 2\gamma N_0 N}. \quad (8)$$

Для $\gamma = 4 \cdot 10^{-32}$ см⁴/Вт, $N = 4$ имеем $I_{\text{пред}}^n \approx 6 \cdot 10^8$ Вт/см². При столь мощной накачке оказывается $I_{\text{пред}}^n \sim I_n$; оптимальная, с точки зрения энергосъема, интенсивность в несколько раз меньше предельной, и, следовательно, КПД лазера (усилителя) в таком режиме работы невелик.

В случае применения смеси Ag : Xe основную роль может играть нелинейность, обусловленная двухфотонным возбуждением аргона в группу уровней 5 p. Минимальное необходимое значение энергии 14.46 эВ [5], и возбуждение может эффективно осуществляться на коротковолновом крыле лазерной линии ($2h\nu_{1715 \text{ \AA}} = 14.46$ эВ). Кроме того, уровни существенно уширены при высоком давлении. Сечение двухфотонного возбуждения обратно пропорционально спектральной ширине лазерной линии [11] и уже при типичной $\Delta\omega \sim 5 \text{ \AA}$ может быть весьма велико $\sim 10^{-31}$ см⁴/Вт.

Таким образом, в настоящей работе показано, что рэлеевское рассеяние в активной среде Хе₂ лазера ограничивает минимальную мощность накачки на уровне 10⁵ Вт/см²·Амага; условие достижения значительной эффективности лазера ограничивает максимальную длительность импульса генерации на уровне 300 нс, а рэлеевское рассеяние и двухфотонная ионизация (возбуждение) ограничивают максимальную световую интенсивность на уровне $(0.5 \div 1) \cdot 10^9$ Вт/см².

Благодарим В. А. Долгих и О. М. Керимова за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [2] Ройдз Ч. Эксимерные лазеры. М.: Мир, 1981.
- [3] Басов Н. Г., Данильчев В. А. УФН, 1986, т. 148, № 1, с. 55—100.
- [4] Сивухин Д. В. Оптика. М.: Наука, 1985.
- [5] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. М.: Наука, 1986.
- [6] Gerardo J. B., Jonson A. W. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 9, p. 4120—4124.
- [7] Campbell J. D., Center R. E. J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 5, p. 2348—2354.
- [8] Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.
- [9] Gerardo J. B., Jonson A. W. Phys. Rev., 1974, v. A10, N 4, p. 1204—1211.
- [10] Второва Н. Е., Долинина В. И., Лобанов А. Н. и др. Тр. ФИАН, 1980, т. 116, с. 7—53.
- [11] Shimoda K. High-resolution laser spectroscopy. Springer-Verlag, 1976.

Поступило в Редакцию
14 октября 1986 г.

ЭЛЕКТРОЖИДКОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$

О. А. Хачатурян

В последние годы наблюдается явный прогресс в технологии изготовления тонкопленочных структур сегнетоэлектрических материалов, связанный с применением эпитаксиальных методов выращивания [1, 2]. Среди известных жидкофазных методов получения эпитаксиальных структур с заданными свойствами электрожидкофазная эпитаксия (ЭЖЭ) обладает потенциально наиболее широкими возможностями [3—5]. Данная работа посвящена изучению слоев твердых растворов сегнетоэлектрического материала ниобата-танталата лития на подложках LiTaO_3 , выращенных методом ЭЖЭ.

Экспериментальная кристаллизоциальная ячейка состояла из подложки (0001), $(1\bar{2}10)$ LiTaO_3 , жидкой фазы 90 % $\text{LiVO}_3 + 10$ % $\text{Li}(\text{Nb}, \text{Ta})\text{O}_3$ и источника $\text{Li}(\text{Nb}, \text{Ta})\text{O}_3$. Данные по растворимости $\text{Li}(\text{Nb}, \text{Ta})\text{O}_3$ в LiVO_3 использованы из [6]. Толщина подложек 1.5 мм, рабочие площади 1.5—2 см². Температура процесса 980 °С.

Монокристалличность и межплоскостные расстояния пленок $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$ определялись методом дифракции рентгеновских лучей. На рис. 1 приведены дифракционные кривые для