

02;04;07;12

Стимулированное излучение димеров аргона при возбуждении импульсным разрядом с плазменным катодом

© А.В. Елецкий¹, А.Р. Сорокин²¹Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия²Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 18 декабря 1995 г. В окончательной редакции 1 июля 1996 г.)

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на получение генерации на переходах эксимерного Ar₂ лазера, возбуждаемого импульсным электрическим разрядом. Показано, что при использовании разработанного недавно разряда с плазменным катодом удается обеспечить квазистационарные условия возбуждения активной среды лазера с коэффициентом усиления на уровне 0.1 см⁻¹. Результаты предварительных экспериментов, выполненных на модельной установке, указывают на эффект монотонного уменьшения длительности спонтанного излучения на переходе димера Ar₂ с $\lambda = 126$ нм по мере увеличения его пиковой интенсивности, который наблюдается при увеличении интенсивности накачки. Это свидетельствует о наличии в системе эффекта стимулированного излучения. Однако измерения указывают на отсутствие усиления в активной среде, что связано с наличием в рабочем газе неконтролируемых примесей.

Введение

Импульсные лазеры на переходах $1,3\Sigma_u^+ - 1\Sigma_g^+$ димеров инертных газов [1–3] отличаются аномально высокой интенсивностью излучения в далекой ультрафиолетовой области. Основные трудности, препятствующие широкому распространению лазеров этого типа в научных исследованиях и прикладных разработках, связаны с необходимостью обеспечения чрезвычайно высокого удельного энерговклада ($\gtrsim 10$ Дж · см⁻³) в газ высокого давления ($p \gtrsim 10$ атм) за времена порядка 10 нс. Столь жесткие требования, накладываемые на пороговые условия возбуждения лазера, обусловлены малым значением длины волны лазерного излучения и большой шириной линии спонтанного излучения рабочих переходов.

До сих пор столь высокие значения интенсивности накачки достигались главным образом в результате использования мощных электронных пучков [1,4], что весьма усложняет лазерную установку и вряд ли позволяет рассчитывать на широкое использование подобных систем. В связи с этим значительную актуальность приобретает проблема разработки и создания димерных лазеров, возбуждаемых импульсным электрическим разрядом. Трудности, возникающие на пути решения этой проблемы, связаны с неустойчивым характером протекания традиционно используемого импульсного разряда с указанными выше параметрами [5–7].

В данной работе демонстрируется возможность использования для преодоления этой трудности разработанного в [8] мощного источника безискрового разряда со стабилизированным катодным пятном. При этом катодное пятно вынесено из области, где происходит основной разряд (ОР), а замыкание разряда на пятно осуществляется по узкому протяженному каналу вспо-

могательной плазмы скользящего разряда [9]. В таком разряде проникновение возмущений из катодной зоны в область ОР затруднено, чем и обеспечивается пространственно однородное устойчивое во времени возбуждение газа высокого давления. Работа является продолжением работы [10], где подробно исследованы условия формирования такого разряда.

Эксперимент

Конструктивные особенности организации разряда, система его питания и режимы работы подробно изложены в [10]. Многосекционный скользящий разряд для вспомогательной катодной плазмы формировался в системе из трех блоков (рис. 1), каждый из которых состоял из двух секций длиной по 60 мм. Анодные пластины для ОР из никеля толщиной 2 мм, высотой 10 мм и с активной длиной 35 мм каждая размещались в 6 мм от блоков скользящего разряда. Общая активная длина ОР 210 мм. Блоки с анодными пластинами помещались в камеру из оргстекла, рассчитанную на давление ~ 10 атм. Камера совместно с системой подачи газа обезгаживалась в вакууме 10^{-4} Тор при $T = 80^\circ\text{C}$.

Импульсы напряжения подавались на одноканальный скользящий разряд и ОР по схеме, указанной на рис. 1. Для скользящего разряда питание поступало от одного генератора (12 нФ, $U \leq 25$ кВ) с помощью коаксиальных кабелей (75 Ом) по одному на секцию, параллельно которым подключались обостряющие емкости 470 пФ. Для обеспечения электрической развязки между разрядами в отдельных блоках и для синхронизации их срабатывания последовательно с кабелями включались индуктивности. Такая система обеспечивала одновременность зажигания скользящего разряда с точностью ~ 5 нс. Характерная

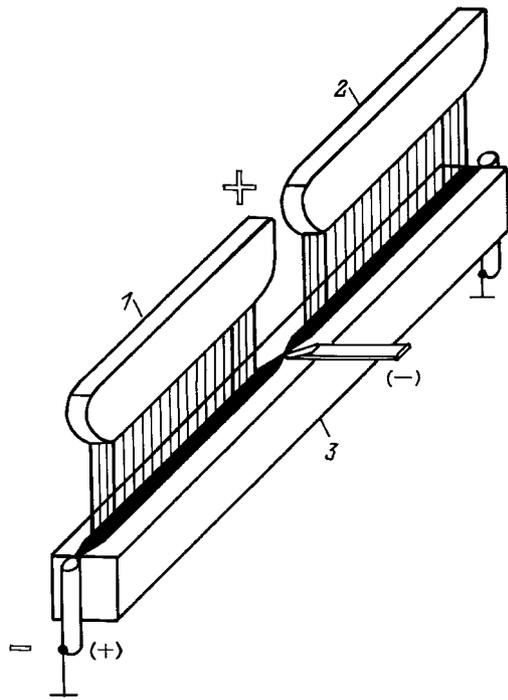


Рис. 1. Разрядный промежуток с двухсекционным анодом (1, 2) и блоком (3) скользящего разряда.

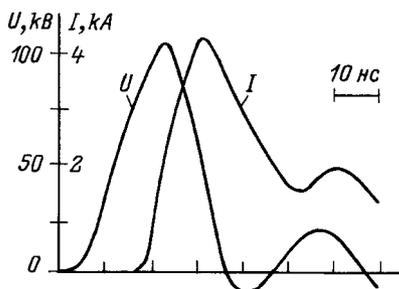


Рис. 2. Оциллограмма напряжения и тока для одной секции основного разряда в аргоне (10 атм).

длительность разряда 2 мкс при токе на одну секцию ~ 100 А.

Для ОР импульс напряжения (рис. 2) поступал на анодные пластины также от одного генератора (2.5 нФ, $U \leq 100$ кВ) с помощью отрезков коаксиального кабеля (20 Ом, 300 пФ/м) длиной по 70 см, число которых можно было менять. ОР включался в конце импульса скользящего разряда.

Система питания в целом обеспечивала одновременное зажигание ОР во всех секциях с точностью ~ 1 нс. Для типичных условий получается энерговыход на уровне 10 Дж \cdot см $^{-3}$ при мощности $5 \cdot 10^8$ Вт \cdot см $^{-3}$. При необходимости эти параметры могут быть значительно увеличены [10].

Спонтанное излучение разряда через окно из MgF $_2$ попадало на сканируемый вакуумный монохроматор и далее на фотоприемник. Для записи спектра сигнал с

фотоприемника поступал на импульсный вольтметр и, пройдя статистическую обработку, на самописец. Спектральное разрешение измерительной системы составляло несколько Å. Коэффициент усиления (поглощения) активной среды оценивался на основании результатов измерения зависимости интенсивности спонтанного излучения (126 нм) в продольном направлении от длины разряда (включались одна или две секции ОР). Эти оценки показывают, что в широком диапазоне изменения условий возбуждения (давление и скорость прокачки газа, интенсивность накачки) среда оставалась поглощающей. При этом минимальная величина коэффициента поглощения изменялась в диапазоне $\alpha = 0.1 - 0.04$ см $^{-1}$ в зависимости от чистоты исходного газа. Это указывает на высокую чувствительность результатов измерений к степени очистки рабочего газа.

Измеренные зависимости пиковой интенсивности P и длительности τ спонтанного излучения от суммарного тока I пяти секций ОР приведены на рис. 3. При небольших давлениях сначала наблюдался линейный рост P с увеличением I , затем рост P замедлялся: например, для $p = 3$ атм при $I \approx 7$ кА, а при $I > 10$ кА достигалось насыщение. Для дальнейшего увеличения P было необходимо повышать давление газа. Так, повышение p с 3 до 6 атм приводило к увеличению P в 1.7 раз. Для условий рис. 3 режим насыщения не достигается. Снижение длительности спонтанного излучения с увеличением его интенсивности указывает на заметный вклад стимулированного излучения.

На рис. 4 показаны спектры спонтанного излучения димеров Ar $_2$. В отсутствии прокачки газа через камеру (кривая 1) спектр весьма изрезан и заметно отличается от традиционно приводимого в литературе. Это указывает на наличие в газе примесей, источником которых, по-видимому, является газовыделение из электродов в результате протекания разряда. Прокачка газа со скоростью ~ 1 г/мин при частоте следования импульсов разряда $f = 0.5$ Гц заметно сглаживает форму спектральной линии (кривая 2). Кривая 3, полученная при $f = 0.18$ Гц и той же скорости прокачки, уже слабо отличается от кривой 2. Дальнейшее снижение значения f также

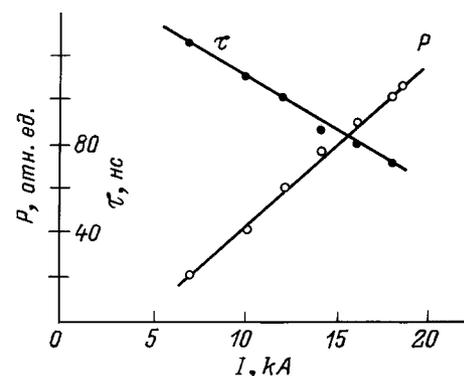


Рис. 3. Изменение P и τ на рабочих переходах Ar $_2$ от I . Давление аргон 8 атм.

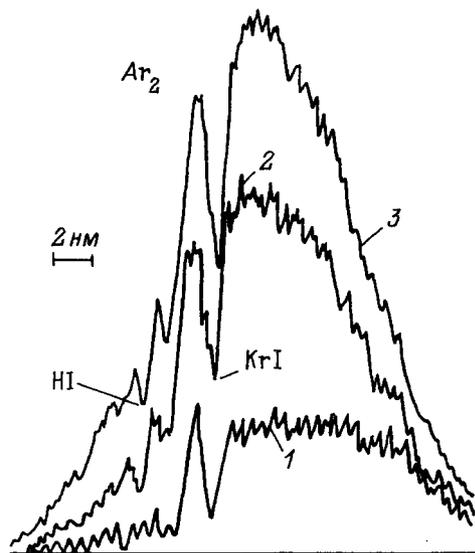


Рис. 4. Спектральные контуры излучения (интегральные по времени) молекул Ar_2 . Отмечены провалы в контуре, вызванные поглощением атомами Kr и H. Разряд в аргоне при 10 атм. Содержание примесей в исходном газе $70 \cdot 10^{-6}$ (паспортные данные).

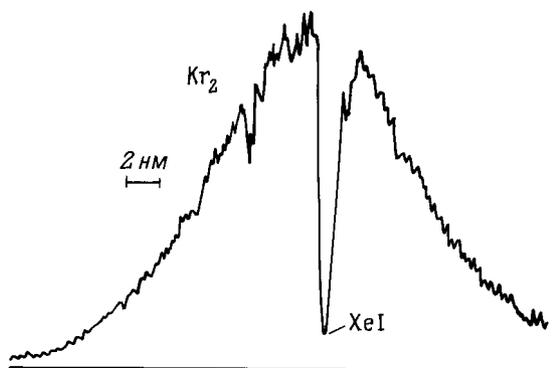


Рис. 5. Контур излучения Kr_2 . Разряд в криптоне при 6 атм. Содержание примесей $60 \cdot 10^{-6}$.

не приводило к изменению величины сигнала и формы линии излучения. Можно сделать вывод, что вид спектра излучения Ar_2 определяется исходной чистотой газа.

К аналогичным выводам приводит также анализ спектра излучения на переходе Kr_2 (146 нм), представленный на рис. 5. Как видно, поглощение излучения примесью ксенона приводит к появлению в спектре излучения глубокого провала. Измеренное значение коэффициента поглощения в этом случае составляет $\alpha = 0.19 \text{ см}^{-1}$. Влияние неконтролируемой примеси Xe_2 на условия получения генерации Kr_2 лазера отмечается также авторами работы [11], где использовалась накачка электронным пучком. Для получения генерации в этом случае необходимо использовать газы с примесью $\leq 1 \cdot 10^{-6}$. В наших опытах (рис. 4, 5) использовался газ с содержанием примесей на два порядка более высоким.

Обсуждение результатов

Оценим величину коэффициента усиления активной среды Ar_2 лазера с электроразрядной накачкой, используя стандартную модель образования эксимерных молекул [1–4]. Согласно этой модели, молекулы Ar_2 в состояниях $^{1,3}\Sigma_u^+$ образуются в результате следующей последовательности процессов:

$$Ar + e = Ar^+ + 2e, \quad (1)$$

$$Ar^+ + 2Ar = Ar_2^+ + Ar, \quad (2)$$

$$Ar_2^+ + e = Ar(^3P_2) + Ar, \quad (3)$$

$$Ar(^3P_2) + Ar = Ar_2(^{1,3}\Sigma_u^+) + Ar, \quad (4)$$

$$Ar_2(^{1,3}\Sigma_u^+) = 2Ar + \hbar\omega. \quad (5)$$

Легко убедиться в том, что в условиях рассматриваемого эксперимента характерные времена процессов (2)–(5) много меньше типичной длительности импульса электроразрядного возбуждения (20 нс). В самом деле, характерное время конверсии атомных ионов в молекулярные (2) составляет величину $\tau_2 \sim (N^2 k_c)^{-1} \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$, где $k_c \approx 2 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ — константа скорости процесса (2) при комнатной температуре [12], $N \sim 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ — плотность атомов аргона. Характерное время процесса диссоциативной рекомбинации (3), оцениваемое выражением $\tau_3 \sim (\alpha_r \cdot N_e)^{-1}$, зависит от величины плотности электронов N_e . Характерное значение этого параметра может быть выражено через удельный энерговыход $W = JE$, J — плотность тока, E — напряженность электрического поля

$$N_e = \frac{W}{eEw} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad (6)$$

где $W \approx 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$, $E \approx 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, $w \approx 3.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ — дрейфовая скорость электронов в аргоне при E/N 40 Td [13].

Используя для значения коэффициента диссоциативной рекомбинации электронов в аргоне при рассматриваемых условиях значение $\alpha_r \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ [13], получаем оценку $\tau_3 \sim 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Такого же порядка оказывается характерное время процесса (4), для оценки которого можно воспользоваться значением $k_4 \approx 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$ [14,15].

На основании результатов выполненных выше оценок можно заключить, что за время импульса возбуждения в активной среде лазера успевают установиться квазистационарные условия. В соответствии с этими условиями квазистационарное значение концентрации заряженных частиц определяется балансом между процессами ионизации атомов электронным ударом (1) и диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов (2), а квазистационарное значение концентрации димеров Ar_2 устанавливается в результате баланса процессов (4) и (5). При этом, поскольку характерное время процесса (2) является максимальным по отношению к

характерным временам других процессов, определяющих механизм образования димеров, легко показать, что квазистационарное значение концентрации димеров N_{d0} в рассматриваемых условиях может быть выражено в следующем виде:

$$N_{d0} = \alpha_r N_e^2 \tau_d, \quad (7)$$

где $\tau_2 \approx 3.2$ нс — время спонтанного излучения димерной молекулы в триплетном состоянии (при рассматриваемых значениях плотности электронов синглет-триплетное перемешивание под действием электронного удара происходит за доли нс, поэтому основной механизм разрушения димера связан со спонтанным излучением с триплетного состояния).

Пользуясь соотношением (7), получаем следующее выражение для оценки коэффициента усиления активной среды в рассматриваемых условиях:

$$g = \frac{\lambda^2 N_{d0}}{4\Delta\omega\tau_d} = \frac{\lambda^2 \alpha_r N_e^2}{4\Delta\omega}, \quad (8)$$

где $\lambda = 126$ нм — длина волны излучения димера, $\Delta\omega \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$ [1] — ширина линии спонтанного излучения.

Оценка на основании соотношения (8) с учетом указанного выше значения N_e дает $g \approx 0.1 \text{ см}^{-1}$. При этом в рамках данной модели результат оценки не зависит от времени спонтанного излучения димера. Как следует из сравнения результатов выполненной выше оценки с данными измерения коэффициента поглощения активной среды, представленными в предыдущем разделе, поглощение, обусловленное наличием примесей в активной среде, оказывается того же порядка, что и усиление на переходе димеров Ar_2 . При этом, поскольку ширина линии усиления активной среды значительно превышает характерное значение ширины линии поглощения на атомном переходе, можно предполагать, что имеющееся паразитное поглощение связано с наличием в активной среде молекулярной примеси, молекулы которой под действием квантов лазерного излучения испытывают фотодиссоциацию. Так, в случае, если этой примесью является молекулярный кислород O_2 , сечение фотодиссоциации которого при $\lambda = 126$ нм составляет значение около 10^{-17} см^2 [16], то поглощение на уровне 0.2 см^{-1} имеет место уже при концентрации примеси порядка 10^{16} см^{-3} или $10^{-2}\%$. Чистота использованного в данном эксперименте аргона не исключает наличия примесей молекулярных газов в таком количестве.

Таким образом, выполненный анализ указывает, что возможность продвижения по пути создания эксимерного лазера с газоразрядным возбуждением связана с необходимостью использовать в качестве активной среды лазера газ повышенной чистоты с уровнем примесей не выше $10^{-3}\%$. Особое внимание должно быть уделено подготовке электроразрядной камеры, электроды и стенки которой способны в процессе работы выделять молекулярные газы, загрязняющие активную среду. В

настоящее время с учетом результатов данной работы готовится продолжение описанных выше экспериментов с использованием более тщательной подготовки электроразрядной камеры и системы повышенной очистки аргона от примесей.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 95-02-05338а).

Список литературы

- [1] Kochler H.A., Ferderber L.J., Redhead D.L., Ebert P.J. // Appl. Phys. Lett. 1972. Vol. 21. N 5. P. 198–200.
- [2] Мак Каскер М.В. // Эксимерные лазеры. М.: Мир, 1981. С. 70–103.
- [3] Елецкий А.В. // УФН. 1978. Т. 125. № 2. С. 279–314.
- [4] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985. 241 с.
- [5] Sakurai T., Goto N., Webb C.E. // Appl. Phys. 1987. Vol. 20. N 6. P. 709–713.
- [6] Басов Н.Г., Данилычев В.А., Долгих В.А. и др. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 1. С. 28–36.
- [7] Данилычев В.А., Керимов О.М., Ковш И.Б. // Тр. ФИАН. 1976. Т. 85. С. 49–142.
- [8] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 22. С. 1378–1382.
- [9] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 2. С. 94–98.
- [10] Сорокин А.Р., Ищенко В.Н. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 11. С. 00.
- [11] Hoff P.W., Swingle J.C., Rhodes C.K. // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23. N 5. P. 245–246.
- [12] Смирнов Б.М. Комплексные ионы. М.: Наука, 1983. 150 с.
- [13] Елецкий А.В. // Физические величины. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 391–429.
- [14] Ellis E., Twiddy N.D. // J. Phys. B. 1969. Vol. 2. N 12. P. 1366–1377.
- [15] Wieme W., Lenarts J. // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 74. N 1. P. 483–493.
- [16] Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980. С. 319.