

УДК 537.5

Лазеры, возбуждаемые пучками тяжелых частиц тлеющего разряда

А.Р. Сорокин*

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13

Поступила в редакцию 15.10.2011 г.

Рассмотрены потенциальные возможности принципиально нового способа возбуждения газовых лазеров: пучками быстрых тяжелых частиц (атомов и молекул) тлеющего разряда.

Ключевые слова: газовые лазеры, тлеющий разряд, интенсивность излучения; gas lasers, glow discharge, radiation intensity.

Во всех газоразрядных лазерах, составляющих основу лазерной техники, основные процессы изначально связаны с взаимодействием электронов разряда с атомными частицами.

В настоящей статье рассмотрены потенциальные возможности принципиально нового способа возбуждения газовых лазеров: пучками быстрых тяжелых частиц (атомов и молекул) тлеющего разряда, проникающими через сетчатый катод в область, используемую как лазерная среда.

Согласно критерию Мессе при столкновении атомов сечение возбуждения атома мишени определяется параметром $\Delta E a / (h v)$, где ΔE – изменение внутренней энергии при столкновении; v – относительная скорость атомов; a – длина области взаимодействия атомов. Если $\Delta E a / (h v) \gg 1$, то процесс адиабатический и сечение мало. С увеличением v сечение растет, достигает максимума при $\Delta E a / (h v) \sim 1$, а затем снижается. Так [1], для ионизации аргона с одновременным его возбуждением ($\lambda = 4764,9 \text{ \AA}$) быстрым He^+ , когда $\Delta E = 11,1 \text{ эВ}$, полагая $a = 3 \text{ \AA}$, соотношение $\Delta E a / (h v) \sim 1$ выполнится при кинетической энергии He^+ 14 кэВ.

Критерий Мессе не учитывает молекулярные комплексы, образующиеся при сближении частиц. Переходы между потенциальными кривыми комплексов возможны и при малой кинетической энергии w налетающих частиц в области a , где кривые сближены. В рассмотренном случае максимальное сечение $\sigma \approx 10^{-17} \text{ см}^2$ достигалось при $w \approx 20 \text{ эВ}$ [1].

Сечение растет с уменьшением энергии He^+ и для атомных линий мишени [2]. В диапазоне $p = 10^{-4} - 10^{-3}$ торр интенсивность их излучения с ростом p увеличивалась без насыщения до порядка величины. Исследования при больших p отсутствуют. Для линий Ag, Kг, Хе возбуждение атомами He

происходит много эффективней, чем возбуждение ионами He^+ . Если налетающий атом He находится в метастабильном состоянии 2^3S , сечение возбуждения 3^3D возрастает на 2 порядка, от $\sigma = 10^{-18}$ до 10^{-16} см^2 [3].

Возникает вопрос: могут ли быстрые атомы тлеющего разряда эффективно возбуждать лазерные среды. Предварительно уже можно сделать ряд заключений.

Обратимся к возбуждению газа быстрыми атомами аномального разряда в He в условиях нарушения критерия Мессе и небольших $U \sim 1 \text{ кВ}$.

В катодном падении потенциала CF (несколько кВ) происходит примерно 20 перезарядок [4]. Энергия образующихся в CF быстрых атомов лежит в пределах от десятков до сотен эВ (в малых разрядных промежутках до $\approx 0,1$ от $eU_{\text{г}}$, где $U_{\text{г}}$ – напряжение горения разряда), что в условиях нарушения критерия Мессе соответствует максимальным значениям возбуждения отдельных уровней атомов. Разрядный промежуток d считаем малым, если он ненамного превышает длину l_{cf} области CF, т.е. когда практически все напряжение на разрядном промежутке сосредоточивается в CF. В аномальном разряде в He $p_{\text{He}} l_{\text{cf}} = 0,48 \text{ торр} \cdot \text{см}$.

Эффективность формирования электронных пучков (ЭП) в сторону анода для больших $U_{\text{г}}$ не столь велика. Значительная доля энергии разряда будет сосредоточена в быстрых атомах. Если использовать сетчатый катод с высокой геометрической прозрачностью, то атомы, проникшие в область их дрейфа, вместо того чтобы греть катод, будут эффективно возбуждать газ.

При возбуждении атомами небольшой энергии спектр излучения с высокой светимостью обедняется и зависит от наличия ограниченного числа псевдопересечений соответствующих потенциальных кривых при сближении атомов. Этим существенно повышается избирательность в возбуждении отдельных уровней атомов.

* Александр Разумникович Сорокин (ars@isp.nsc.ru).

Как видно, быстрые атомы тлеющего разряда могут оказаться эффективным источником избирательного возбуждения выделенных уровней атомов, что важно для лазерных применений. Осталось подтвердить это экспериментально.

В опытах использовали ячейку (рис. 1), в которой дюралевое кольцо толщиной 4 мм отделялось диэлектрическим кольцом толщиной 2,4 мм от сетчатого катода К с прозрачностью $\tau = 0,67$ и отверстиями 0,16 мм.

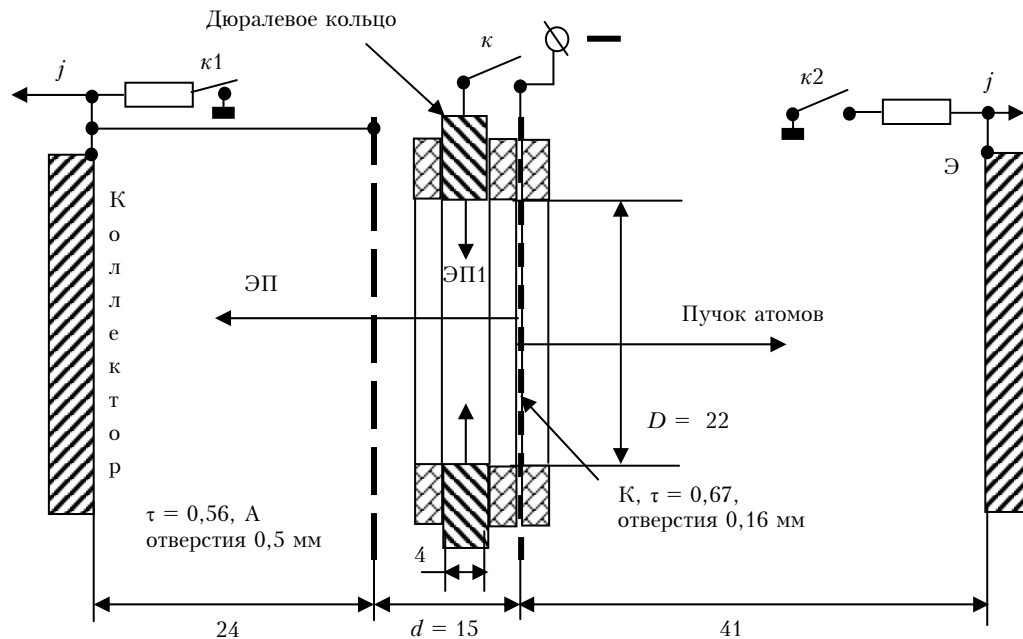


Рис. 1. Схема разрядной ячейки

Подключение дюралевого кольца к катоду с помощью ключа κ обеспечивало дополнительную ионизацию быстрыми электронами (ЭП1) с внутренней поверхности кольца. На расстоянии $d = 15$ мм от катода располагался сетчатый анод А с $\tau = 0,56$ и отверстиями 0,5 мм для вывода электронного пучка в область дрейфа 24 мм. Область дрейфа 41 мм для атомного пучка ограничивалась электродом Э. Диаметр поперечного сечения разряда D составлял 22 мм.

Сравнительные характеристики спонтанного излучения, интегрального по спектру, исследовались при возбуждении газа обычным разрядом на промежутке К–Э (ключ $\kappa 2$ заземлял Э через измерительное сопротивление тока разряда), а быстрыми атомами и ЭП – при подаче напряжения U с амплитудой U_a на промежуток А–К (включался ключ $\kappa 1$). Питание осуществлялось от искусственной формирующей линии (ИЛ) с $t_{ил} \approx 800$ нс. Частота следования импульсов 300 Гц. Для регистрации распределения спонтанного излучения вдоль ячейки (перемещением ее по оси) изображение исследуемой ячейки с помощью линзы проецировалось на кремниевый фотодиод.

Исходная амплитуда прямоугольного импульса питания U_a , напряжение горения разряда U_r приведены на рис. 2. Из сдвига переднего фронта P_{17} относительно P_0 определялась наибольшая энергия атомов (2,4 кэВ), что примерно соответствовало напряжению начала сильноточного пика тока разряда. Отметим (без дополнительной ионизации наибольшая энергия атомов составляет примерно $0,1eU_r$ [5]), как это должно быть, если длина l_{cf} соответствует аномальному разряду.

Для условий рис. 2 следует предположить: l_{cf} приблизительно равна длине перезарядки λ , что также наблюдается в разряде с полым катодом при сформированном CF внутри катодной полости [6].

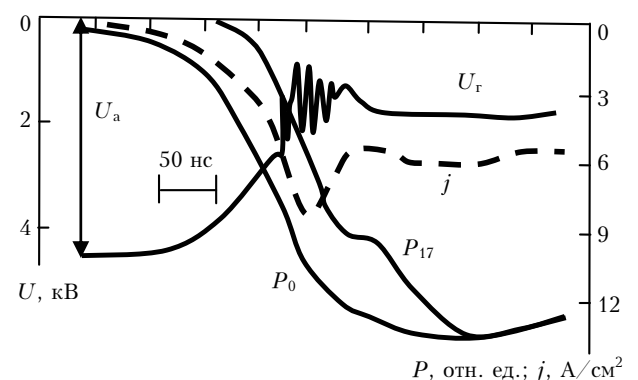


Рис. 2. Осциллограммы U , j и интенсивности излучения P , возбуждаемого атомным пучком: вблизи катода – P_0 и на расстоянии 17 мм от него – P_{17} . Разряд в He – 3,3 торр с дополнительной ионизацией. Амплитудные значения P_0 и P_{17} приведены к одной величине

Можно предположить: с дополнительной ионизацией распределение атомов по энергиям может иметь максимум, примерно соответствующий напряжению горения разряда U_r .

Сравнительные характеристики спонтанного излучения P (рис. 3) исследовались при возбуждении газа ЭП и быстрыми атомами подачи U_a на промежутке А–К, а разрядом на К–Э.

Масштаб интенсивности P , исходная амплитуда зарядки ИЛ $U_a = 4,9$ кВ и давление He 3,3 торр (вклейка, рис. 3, а, б, в) были одинаковыми. С дополнительной ионизацией (рис. 3, а) и без нее (рис. 3, б): $P_p : P_{ЭП} : P_A = 3 : 7 : 35$ и $P_p : P_{ЭП} : P_A = 3 : 2 : 5$, P_p — соответствует разряду между К–Э (рис. 3, в). С дополнительной ионизацией снизилось напряжение горения разряда U_r в максимуме P с 4,2 до 2,4 кВ и увеличился ток j с 0,17 до 4 А/см². Для разряда между К–Э $U_r = 3,9$ кВ, $j = 0,3$ А/см². В условиях рис. 3, б, в отсутствовало согласование сопротивлений источника питания и разряда.

Качественно картина с преобладанием излучения и с иным спектром (на рис. 3 это заметно по резкому различию цвета излучения) при возбуждении атомами сохранялась во всех опытах (для He до 10 торр). В воздухе (рис. 3, г) давлением 1,8 торр $P_{ЭП} : P_A = 8 : 47$. В Ag с дополнительной ионизацией при давлении ~0,1 торр терялась устойчивость разряда. В Ag l_{cf} в 5 раз меньше, чем в He, что приводило к росту поля у поверхности катода и к большому его проникновению в отверстия катода. В условиях рис. 3, а, б, г провисшее поле не формировало катодное CF в области дрейфа атомов.

Ранее в [5] было обнаружено увеличение мощности генерации He–Xe-лазера в 9 раз при смене только полярности питания, когда сетчатый электрод оказывался под отрицательным потенциалом, что следует связать с переходом на возбуждение лазера атомным пучком.

Проведенные опыты позволяют сделать еще два важных заключения.

1) В [7] сформулированы условия фотоэмиссионного характера разрядов: эффективный диаметр катода $D \gg l_{cf}$. В фотоэмиссионном разряде энергетический кпд формирования ЭП считается равным примерно единице, а вклад в эмиссию от тяжелых частиц пренебрежимо малым. Мал и поток быстрых атомов. В условиях (рис. 3, а, б) $p_{He} = 3,3$ торр, $D/l_{cf} = 15 \gg 1$, $U = 2,4$ или 4,2 кВ должен бы реализовываться фоторазряд и тогда интенсивность спонтанного излучения P_A от возбуждения пучком атомов должна быть $\ll P_{ЭП}$. В опытах же, как можно видеть из рис. 3, наблюдалась обратная ситуация.

2) Вне зависимости от степени ионизации и возбуждения газа в промежутке d самостоятельный разряд невозможен без обратной связи. Необходимо, чтобы на один электрон, покидающий катод и пересекший d , с катода стартовал новый электрон. Пересечение d электроном с катода сопровождается рождением n электрон-ионных пар.

Универсальное условие стационарности разряда: $n\gamma = 1$, где γ — число электронов, выбитых с катода на один ион, попадающий на катод. Связь между кпд и γ следующая: кпд $\approx \gamma/(\gamma + 1)$ [8]. Если $n\gamma > 1$ — ток неограниченно возрастет.

В источниках ЭП число образующихся ионов примерно равно числу атомов, возбуждаемых в резонансное состояние. От происхождения электронов, стартующих с катода, n не зависит. Пробег фотоэлектроном промежутка d будет сопровождаться рождением в нем тех же n электрон-ионных пар. Поток ионов на катод должен расти одновременно и пропорционально с ростом потока фотоэлектронов. Для часто упоминаемого кпд для фоторазряда 0,99 значение γ равно примерно 100. В традиционных источниках ЭП [8] γ составляет несколько единиц. При неизменном n и γ , равном примерно 100, $n\gamma \gg 1$ и разряд завершится искрой. Значения кпд ≈ 1 , полученные оппонентами (см., например, [7]), являются результатом ошибок их измерений, на что неоднократно было указано мною (например, в [9]). К тому же (см. [10–14]) токи разряда подчиняются законам тлеющего разряда вне зависимости от того, выполняются условия, сформулированные для фоторазряда, или нет. В [15] Карелиным для развития типичного открытого разряда был рассчитан вклад фотоэмиссии, равный $2 \cdot 10^{-4}\%$.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. В условиях нарушения критерия Мессе показана существенно большая эффективность возбуждения отдельных уровней атомов пучками тяжелых частиц тлеющего разряда по сравнению с традиционным возбуждением электронами.

2. Для повышения рабочего давления следует использовать более мелкую катодную сетку или использовать разряд без дополнительной ионизации.

3. Высокие сечения и избирательность возбуждения отдельных уровней атомов позволяют надеяться на достижение эффективной генерации с них, в том числе на новых длинах волн.

4. Наилучшие результаты получены в разряде с дополнительной ионизацией.

5. Имеющиеся сведения по возбуждению атомов медленными тяжелыми частицами скудны, а для тлеющего разряда, кроме представленных в первых опытах [5], и вовсе отсутствуют. Решающая роль в этом направлении исследований принадлежит эксперименту.

6. Проведенные исследования являются прямым доказательством того, что фоторазряд невозможен.

1. *Jaacks D., De Heer E.J., Salop A.* Excitation of Ne, Ar, Kr by He⁺ impact // *Physica*. 1967. V. 36, N 4. P. 606–619.
2. *De Heer F.J., Luyken B.F.J., Jaacks D.* Excitation of Ne, Ar, Kr and Xe by He⁺ impact // *Physica*. 1969. V. 41, N 4. P. 588–600.
3. *Гостев В.А., Елаховский Д.В., Хахаев А.Д.* Спектроскопическое исследование процессов возбуждения He

- потоком быстрых метастабильных атомов He // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52, вып. 5. С. 909–910.
4. *Сорокин А.Р.* Формирование электронных пучков в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, № 24. С. 89–94.
 5. *Сорокин А.Р.* Открытый разряд: структура, развитие, роль фотоэмиссии // Ж. техн. физ. 1998. Т. 68, вып. 3. С. 33–38.
 6. *Бондаренко А.В.* Масс-энергетический анализ ионов в прикатодной области тлеющего разряда IV. Полюс катод // Ж. техн. физ. 1976. Т. 46, вып. 12. С. 2535–2540.
 7. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Состояние поверхности и эмиссии электронов с холодных катодов в вакууме и в тлеющем разряде в благородных газах // Ж. техн. физ. 2007. Т. 77, вып. 1. С. 109–116.
 8. *Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П.* Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
 9. *Сорокин А.Р.* Свойства открытого разряда: замечания к публикациям // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17, № 2–3. С. 266–275.
 10. *Güntherschulze A.* Der Kathodenfall der Glimmentladung in Abhängigkeit von der Stromdichte bei Spannungen bis 3000 Volt // Z. für Physic. 1930. V. 59, N 7–8. P. 433–445.
 11. *Клярфельд Б.Н., Гусева Л.Г., Покровская-Соболева А.С.* Тлеющий разряд при низких давлениях и плотностях тока до $0,1 \text{ A/cm}^2$ // Ж. техн. физ. 1966. Т. 36, вып. 4. С. 704–713.
 12. *Власов В.В., Гусева Л.Г.* Применимость правил подобия в тлеющем разряде низкого давления // Ж. техн. физ. 1971. Т. 41, вып. 5. С. 1060–1063.
 13. *Клименко К.А., Королев Ю.Д.* Импульсный объемный разряд в коротких межэлектродных промежутках как источник ускоренных электронов // Ж. техн. физ. 1990. Т. 60, вып. 9. С. 138–142.
 14. *Сорокин А.Р.* Источники электронных пучков в аномальном тлеющем разряде // Ж. техн. физ. 2006. Т. 76, вып. 5. С. 47–55.
 15. *Карелин А.В., Сорокин А.Р.* Результаты численного моделирования динамики открытого разряда // Физ. плазмы. 2005. Т. 31, № 6. С. 567–571.

A.R. Sorokin. Lasers excited by heavy particles of a glow discharge.

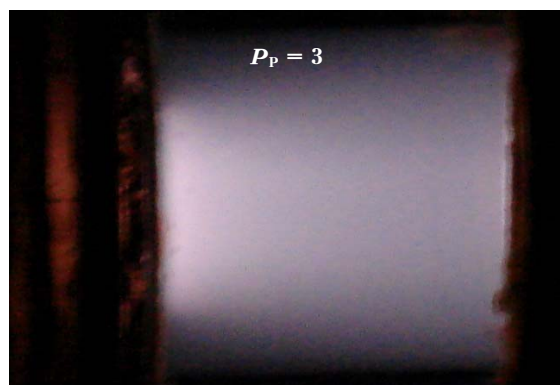
The potential ability of a basically new method for exciting gas lasers by beams of fast heavy particles (atoms and molecules) in glow discharge is analyzed.



a



б



в



г

Рис. 3. Виды разряда в различных условиях его горения