

Электронные и ионные пучки

УДК 537.533

Развитие методов получения пучков убегающих электронов для накачки газовых лазеров, генерирующих УФ-излучение

В. Ю. Хомич, В. А. Ямщиков

Проведен обзор методов получения пучков убегающих электронов в газовом разряде. Предложен новый метод, при котором пучок сначала формируется в узком промежутке (~ 1 мм) между катодом и сеткой, а затем он ускоряется полем плазменного столба аномального самостоятельного разряда в основном промежутке (длиной 10—20 мм). Экспериментально получены пучки электронов с энергией около 10 кэВ, плотностью тока 10^3 А/см² при давлении молекулярного азота до 100 Торр. Получена генерация в азотном УФ-лазере с энергией ~ 1 мДж при накачке пучком убегающих электронов.

PACS: 52.80.Tn

Ключевые слова: пучок убегающих электронов, аномальный разряд, ускоряющий промежуток, азотный УФ-лазер.

Введение

В последние годы с газовыми лазерами, возбуждаемыми объемным самостоятельным разрядом [1—4], активно конкурируют полупроводниковые [4, 5], волоконные [6, 7], дисковые лазеры [8] и др. Однако в ультрафиолетовой (УФ) области спектра выходные характеристики твердотельных лазерных систем снижаются. Это связано с недопустимостью высокой тепловой нагрузки для лазерных кристаллов и кристаллов для умножения частоты излучения при высоких мощностях выходного излучения, а также недостатка материалов, пропускающих в вакуумном ультрафиолете (ВУФ), что ограничивает длину волны излучения твердотельных лазеров до величины не менее 180 нм [2]. Поэтому актуальным является поиск и исследование альтернативных способов возбуждения активной среды газовых УФ- и ВУФ-лазеров.

Мощное УФ-излучение (337,1 нм) генерирует лазер на переходах молекул азота (N_2 -лазер). Его рабочая среда химически инертна и нетоксична, а окружающий воздух может служить практически неограниченным резервуаром рабочего вещества.

Источником мощного ВУФ-излучения служит лазер на молекулярном фторе (F_2 -лазер). Он имеет самую короткую, по сравнению с другими существующими лазерами, длину волны излучения 157,6 нм.

Как было показано в работах [9, 10], для этих лазеров может применяться одна и та же система газоразрядного возбуждения с продольным самостоятельным разрядом. При прочих равных условиях и рабочих давлениях газа 7—40 Торр коэффициент усиления слабого сигнала в обоих лазерах составляет ~10 %·см⁻¹. Характерной особенностью N_2 - и F_2 -лазеров также является то, что для эффективного возбуждения верхних лазерных уровней N_2 ($C^3 P_u$) и F_2 ($D^3 P_{2g}$) требуются электроны с энергией ~ 12 эВ [11—17] и 19,8 эВ [18], соответственно. В объемном самостоятельном разряде электроны с такой средней энергией могут образовываться в течение короткого времени (~1 нс), что ограничивает выходные характеристики этих лазеров. Для повышения средней энергии электронов, а также величины и длительности тока высокоэнергетичных электронов нами впервые было предложено использовать явление убегания электронов в газоразрядной среде этих лазеров [11—16].

Ранее пучки убегающих электронов (УЭ) с энергией 10—20 кэВ применялись для накачки лазеров на самоограниченных переходах атомов и ионов, генерирующих излучение в спектральном диапазоне 2,06 мкм — 430,6 нм при давлениях рабочего вещества до 10 Торр, плотностях тока пучка до 100 А/см² и длительностях импульсов тока

Хомич Владислав Юрьевич, заместитель директора.
Ямщиков Владимир Александрович, заведующий лабораторией.

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН.
Россия, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18.
Тел. 8 (499) 135-11-95, 8 (812) 315-17-57.
E-mail: yamschikov52@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 августа 2010 г.

~ 10 нс [19—24]. Как известно [25], мощность накачки P_{in} , требуемая для превышения порога генерации $\sim \lambda^{-5}$, где λ — длина волны излучения. Очевидно, что для генерации УФ- и ВУФ-излучений необходимы более сильноточные электронные пучки, способные накачивать более плотную газовую среду, чем в указанных выше случаях.

Цель настоящей работы — изучение существующих методов получения пучков убегающих электронов в газовом разряде и процессов образования УЭ в молекулярном азоте, а также разработка на этой основе метода и устройства получения мощных пучков убегающих электронов для возбуждения азотного УФ-лазера. Дополнительно рассмотрена потенциальная возможность применения УЭ для накачки F_2 -лазера.

Исследование электронного пучка в открытом разряде

Эффект “убегания” электронов

Эффект “убегания” электронов основан на уменьшении взаимодействия электронов с атомами и молекулами газа при высокой энергии электронов. Он следует из уравнения баланса энергии электронов:

$$\frac{dT}{dx} = eE(x) - \frac{D(T)p}{\cos\Theta}, \quad (1)$$

где T — энергия электронов;

e — заряд электронов;

$E(x)$ — напряженность электрического поля вдоль направления движения электронов (т. е. оси x);

$D(T)$ — энергетические потери электронов с энергией T на единице пути при давлении $p = 1$ Торр;

$\cos\Theta$ — средний косинус углового рассеивания электронов ($\cos\Theta \approx 1$).

Качественный вид зависимости $D(T)$ приведен на рис. 1. Она имеет максимум D_{\max} в окрестности точки T_{\max} [26, 27].

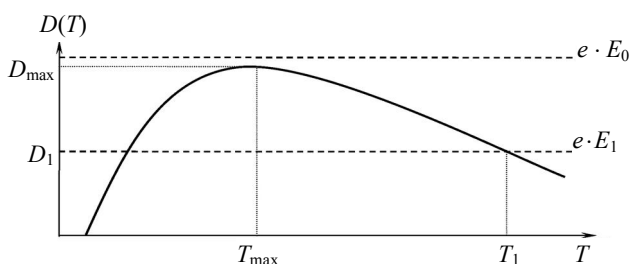


Рис. 1. Качественный вид зависимости $D(T)$

Известны несколько методов получения пучков УЭ в плотных газах. Например, электроны с энер-

гией более 100 кэВ создавались в сильно перенапряженных наносекундных разрядах атмосферного давления [28]. В другом случае УЭ образуются в условиях высокоскоростной волны ионизации [29, 30]. С ее помощью была получена генерация излучения на длине волны 337,1 нм в режиме сверхсветимости [30]. Однако выходная энергия была менее 100 мкДж.

В последние годы появилось много работ по получению сверхкоротких лавинных электронных пучков (СЛЭП) длительностью в сотни пикосекунд в газах атмосферного и более высокого давления [31—35]. Также были получены пучки большей длительности (~5 нс) в газах N_2 , He при давлениях до 100 Торр [34]. Для этого применялись катоды со специальной формой, создающие резко неоднородное поле у их поверхности. Ускорение электронов происходило в усиленном неоднородном поле. Такие пучки образуют рентгеновское излучение в атмосферном воздухе [36] и эффективны для создания начальных электронов в разрядном промежутке (РП). За счет предыонизации электронами пучка разряд в РП становился объемным самостоятельным [36, 37].

В работах [38—40] для получения УЭ использовалась трехэлектродная система. РП состоял из катода, сетки и анода. Расстояние между катодом и сеткой составляло ~1 мм. Оно было много короче расстояния между анодом и катодом. При приложении импульса высокого напряжения к РП сначала происходил пробой в более длинном промежутке между анодом и сеткой. Это приводило к нарастанию напряжения на коротком промежутке (сетка — катод), после чего в нем образовывался пучок УЭ. Подобные трехэлектродные системы позволяют получать электронные пучки с большой площадью сечения $S = 10^3$ см² при давлениях газа в несколько Торр и служат для создания эффективных источников рентгеновского излучения [38, 41].

Наиболее эффективный метод преобразования электрической энергии в энергию электронного пучка (около 100 %) осуществляется с помощью высоковольтного открытого разряда (ОР), зажигаемого в узком (доли мм) промежутке между катодом и сеткой [42—48]. Он позволяет формировать пучки УЭ длительностью $10^{-6} \div 10^{-9}$ с и даже непрерывные пучки при относительно небольшом уровне разрядных напряжений — десятки киловольт. Данный метод использовался нами в первоначальных экспериментах. Задача экспериментов состояла в исследовании особенностей процессов формирования и измерении характеристик пучка УЭ, получаемых методом открытого разряда в гелии и азоте.

Метод получения электронного пучка в открытом разряде

Метод получения пучка УЭ в ОР основан на том, что самостоятельный пробой газов, который происходит в области значений $pd \ll pd_{\min}$, лежащих на левой ветви кривой Пашена $U_s(pd)$, развивается в режиме убегания электронов (здесь $U_s(pd)$ — напряжение статического пробоя, p — давление газа, d — межэлектродное расстояние) [27]. Образующийся в этих условиях электронный пучок можно вывести из разрядного промежутка через сеточный анод во внешнее дрейфовое пространство, чтобы ионизовать газовую среду.

Как видно из уравнения (1) и рис. 1, для электронов с начальной энергией $T \approx 0$ элементарным критерием образования “убегающих” электронов в слабоионизованном газе [27] является неравенство:

$$\frac{eE_0}{p} > D_{\max} \quad \text{или} \quad \frac{eE_0}{p} > \frac{D_{\max}}{e}, \quad (2)$$

где E_0 — напряженность внешнего поля, ускоряющего электроны.

В табл. 1 указаны значения $D(T)_{\max}$ — максимальное значение энергетических потерь электронов на единице пути при давлении $p = 1$ Торр; T_{\max} — энергия электронов, соответствующая $D(T)_{\max}$; $U_s^{\min}(pd)$ — минимальное значение напряжения статического пробоя на кривой Пашена и pd_{\min} для гелия и азота [27].

Таблица 1

Газ	$D(T)_{\max}$, эВ/см·Торр	T_{\max} , эВ	$U_s^{\min}(pd)$, В	pd_{\min} , Торр·см
He	67	151	170	4
N ₂	356	159	360	0,85

Среди газов гелий имеет наименьшее значение $D(T)_{\max}$ [27], которое примерно в 5 раз ниже, чем у азота (см. табл. 1). Из критерия (2) и данных табл. 1 следует, что при прочих равных условиях для получения УЭ в гелии требуются значительно меньшие величины E/p , чем в азоте. Поэтому гелий чаще всего используется для генерации пучков УЭ. С практической точки зрения важно выявить общие закономерности и особенности получения УЭ в атомарных и молекулярных газах, а также сопоставить влияние среды на энергетические и разрядные характеристики УЭ в этих газах.

Экспериментальная установка для получения пучка убегающих электронов в открытом разряде

В экспериментах с открытым разрядом применялась традиционная схема установки, приведенная на рис. 2. Ускоряющий промежуток (УП) по-

мещался в разрядной камере. Она заполнялась рабочим газом (He, N₂). УП состоял из алюминиевого катода и анода в виде сетки. Катод и сетка разделялись изолятором, выполненным из нескольких слоев лавсановой ленты. Высота УП задавалась толщиной изолятора $\Delta = 275$ мкм. Сетка, сделанная из ковара, имела толщину 30 мкм и прозрачность 85 %. Площадь пучка, выводимого из УП через сетку, была $S = 75 \times 15$ мм². Накопительная емкость $C = 1$ —6 нФ заряжалась до напряжения $U_0 < 10$ кВ через резистор $R = 100$ Ом.

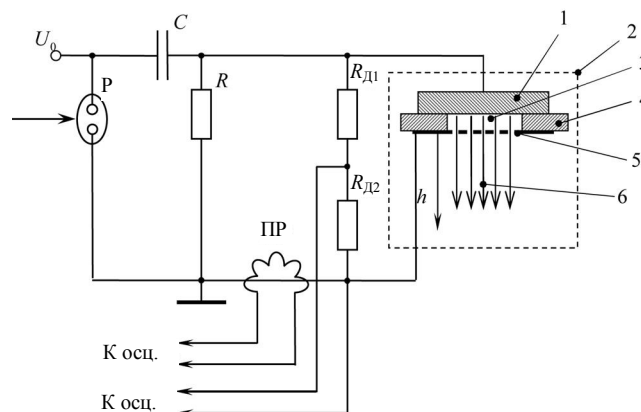


Рис. 2. Электрическая схема для получения пучка убегающих электронов:

- U_0 — зарядное напряжение; C — накопительная емкость;
- R — резистор; P — разрядник; PR — пояс Роговского;
- h — высота плазменного столба;
- 1 — катод; 2 — разрядная камера; 3 — ускоряющий промежуток; 4 — изолятор; 5 — анод-сетка; 6 — пучок “убегающих” электронов

В ходе экспериментов с помощью малоиндуктивного резистивного делителя напряжения ($R_{Д1}$, $R_{Д2}$) регистрировались осциллограммы импульсов напряжения на УП. Ток через C измерялся трансформатором тока — поясом Роговского. Импульсы с датчиков напряжения и тока подавались на осциллограф Tektronix TDS 220. Полоса пропускания всей регистрирующей аппаратуры была не ниже 100 МГц, что позволяло надежно регистрировать электрические импульсы длительностью более 4 нс.

Исследование характеристик электронного пучка при аномальном разряде в ускоряющем промежутке

При срабатывании искрового разрядника (P) между катодом и сеткой зажегся объемный разряд. В дрейфовом пространстве под сеткой отчетливо наблюдался светящийся плазменный столб высотой h , вызванный торможением быстрых электронов в газе. По высоте столба можно судить об энергии электронов, проникающих в дрейфовое пространство. Поэтому одновременно с измерени-

ем разрядных характеристик визуально контролировались однородность разряда и высота свечения h .

Зависимость высоты светящегося столба от давления молекулярного азота приведена на рис. 3. Она показывает, что при увеличении давления газа снижается высота светящегося столба. Экспериментально полученное из рис. 3 значение параметра $pd \equiv p\Delta \approx 0,5$ Торр·см, при котором $h = 0$, меньше значения $pd_{\min} = 0,85$ Торр·см (см. табл. 1). Таким образом, в данной схеме пучок УЭ в молекулярном азоте образуется на левой ветви кривой Пашена так же, как и в атомарных газах.

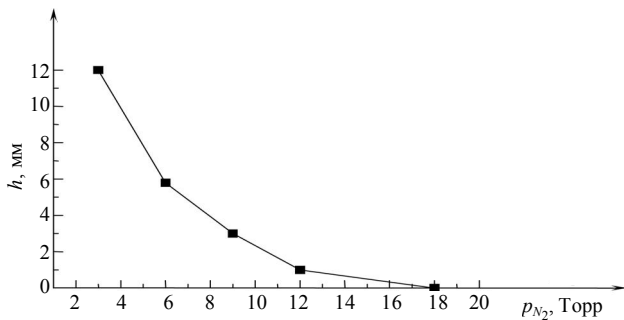


Рис. 3. Зависимость высоты светящегося столба под анодом-сеткой от давления газа, $U_0 = 3$ кВ

Длительное время механизм образования УЭ с помощью тлеющего разряда, зажигаемого между катодом и сеткой, вызывал споры [23, 40, 45—49]. Считалось, что в открытом разряде основным поставщиком электронов пучка является эмиссия с катода за счет подсветки катода фотонами из дрейфового пространства [23, 42, 43, 45]. Поэтому его было предложено называть фотоэлектронным [39]. Однако в [46, 47] было установлено, что основная роль фотоподсветки из дрейфового пространства сводится к обеспечению однородной фотоэмиссии с катода только в период формирования разряда.

В опытах работы [48] было продемонстрировано, что открытый разряд в гелии ведет себя, как обычный тлеющий аномальный разряд (АР). При этом процесс ускорения электронов происходит в катодном слое АР, на котором напряжение может достигать нескольких киловольт. Чтобы проверить этот вывод и сопоставить механизмы образования УЭ в азоте и гелии, нами было проведено непосредственное сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей катодного падения потенциала U от плотности тока j для АР и теоретических зависимостей глубины пробега УЭ от энергии электронов в этих газах.

Упрощенное изложение теории катодного слоя тлеющего разряда дано в [45]. Из нее следует, что катодное падение потенциала V определяется плотностью тока тлеющего разряда j . Оно имеет

минимум. Поэтому удобно формулы, относящиеся к характеристикам катодного слоя, представить в безразмерной форме, обозначив их знаком "тильда", а в качестве масштабов ввести величины, соответствующие минимуму функции $V(j)$ [50]. Обозначим эти масштабы индексом "n" ("нормальные"):

$$\tilde{V} = \frac{V}{V_n}, \quad \tilde{E} = \frac{E}{E_n} = \frac{E/p}{E_n/p}, \quad \tilde{\delta} = \frac{p\delta}{(p\delta)_n}, \quad \tilde{j} = \frac{j}{j_n}, \quad (3)$$

где δ — толщина катодного слоя;

$E = V/\delta$ — напряженность поля в катодном слое.

Тогда формулы (3) для безразмерных величин приобретают вид:

$$\tilde{V} = \frac{\tilde{\delta}}{1 + \ln \tilde{\delta}}, \quad \tilde{E} = \frac{1}{1 + \ln \tilde{\delta}}, \quad \tilde{J} = \frac{\tilde{\delta}}{\tilde{\delta}(1 + \tilde{\delta})^2}. \quad (4)$$

Зависимости поля на катоде, катодного падения и толщины катодного слоя от плотности тока, выражаемые этими формулами, показаны на рис. 4.

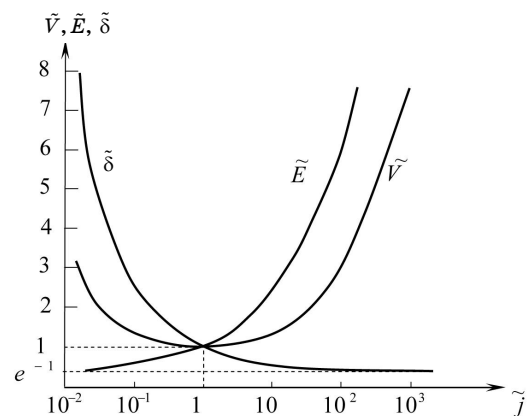


Рис. 4. Зависимости катодного падения \tilde{V} , поля на катоде \tilde{E} и толщины катодного слоя $\tilde{\delta}$ от плотности тока \tilde{j} в безразмерных переменных

Значения V_n, j_n , соответствующие точке координат $\tilde{V}=1, \tilde{j}=1$, называют нормальными, а тлеющий разряд, который горит в соответствующем режиме — нормальным. Возрастающей ветви $V(j)$ соответствует режим, называемый аномальным.

В табл. 2 приводятся нормальные значения составляющих величин для исследуемых газов [50].

Таблица 2

Газ	V_n , В	$(p\delta)_n$, Торр·см	j_n/p^2 , мкА/(Торр ² ·см ²)
He	150	1,3	2,2
N ₂	215	0,42	400

Из формул (4) легко получается, что

$$\frac{V}{V_n} = \left(\frac{\delta}{\delta_n} \right)^{3/2} \left(\frac{j}{j_n} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Асимптотически при $j \rightarrow \infty$ толщина катодного слоя стремится к конечному пределу

$$\tilde{\delta} \rightarrow e^{-1} = 0,37.$$

Расчетная зависимость $\frac{V}{V_n} = 0,37^{3/2} \left(\frac{j}{j_n} \right)^{1/2}$ по-

казана на рис. 5. Также на рис. 5 изображены экспериментальные значения U_m/V_n от j_m/j_n , при которых образовался пучок УЭ в He и N₂ (здесь U_m и j_m — напряжение на УП и плотность тока $j_m = I_m/S$ в момент максимума тока разряда I_m ; $V_n = 150$ В, $j_n = 2,2 \cdot p^2$ мкА/см² и $V_n = 215$ В, $j_n = 400 \cdot p^2$ мкА/см² для He и N₂, соответственно). Полученные данные свидетельствуют о том, что в обоих газах электронный пучок действительно образуется в условиях аномального разряда.

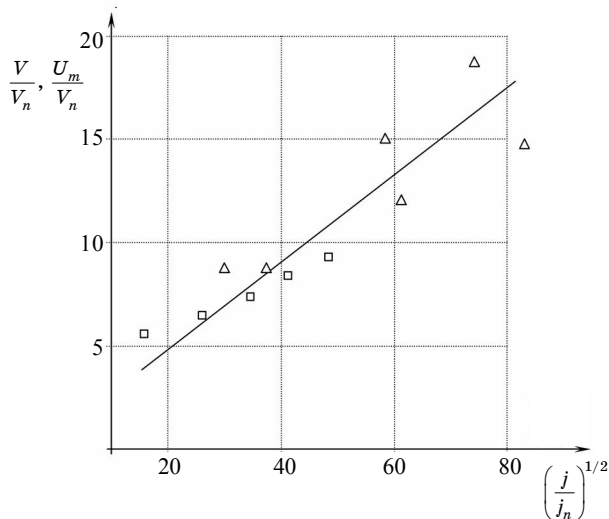


Рис. 5. Аналитическая зависимость $V/V_n = f(j/j_n)^{1/2}$ (сплошная линия) и экспериментально полученные значения зависимости U_m/U_n от $(j_m/j_n)^{1/2}$ для He (треугольники) и N₂ (квадраты)

Глубина области, ионизованной электронным пучком, обычно характеризуется величиной пробега быстрого электрона R_e с начальной энергией T . В области энергий $T \ll m_e c^2$ (где $m_e c^2 = \varepsilon_e = 511$ кэВ — энергия покоя электрона) R хорошо аппроксимируется следующим выражением [51]:

$$\rho R_e = 0,274 \frac{A}{Z} \frac{T^2}{\varepsilon_e^2} \approx 2,1 \cdot 10^{-3} T^2, \quad (6)$$

где ρ — плотность газа, мг·см⁻³;

$A/Z \approx 2$ — отношение атомного веса к заряду ядра газа, тормозящего пучок; R_e , см; T , кэВ.

График зависимости (6) показан на рис. 6 сплошной линией. На этом же рисунке отмечены экспериментальные значения ρh в зависимости от значений eU_m в He и N₂ (U_m — соответствуют условиям рис. 5; $\rho = 0,179 \cdot p/760$ и $\rho = 1,25 \cdot p/760$, соответственно, плотности He и N₂ при p в Торр). Как видно, теоретическая и экспериментальная зависимости удовлетворительно согласуются при условиях, что $h \approx R$ и $T \approx eU_m$.

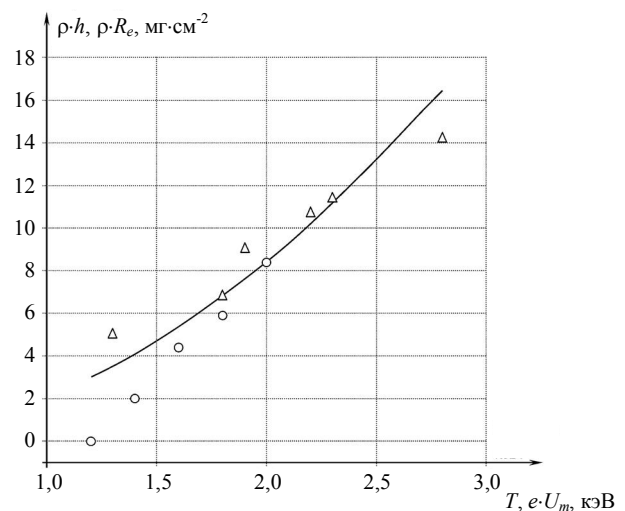


Рис. 6. Аналитически рассчитанная (сплошная линия) зависимость $\rho R_e = f(T)$ и экспериментальные значения ρh от eU_m для He (треугольники) и N₂ (окружности)

Полученный результат закономерен. Действительно, в условиях аномального разряда с $V > 1$ кВ ($j/j_n > 10$) средняя напряженность поля в катодном слое определяется выражением $E = V/(p\delta) \approx V(\exp)/(p\delta_n)$. Для настоящих экспериментов в He и N₂ оно дает, соответственно, оценки $E/p \approx 3000$ В/(см·Торр) и $E/p \approx 6500$ В/(см·Торр), которые выше значений $E_{max}/p = 67$ В/(см·Торр) для He и $E_{max}/p = 356$ В/(см·Торр) для N₂ (см. табл. 1), определяемых условием (2) более, чем на порядок. Поэтому электроны почти свободно ускоряются полем катодного слоя AP до энергии, примерно равной eU . Естественно, что кроме He и N₂ аналогичный процесс образования убегающих электронов возможен и в других газах. Таким образом, независимо от сорта газа катодный слой аномального разряда является источником УЭ. Энергия убегающих электронов $T \approx eU$.

Из (5) и (6) следует, что с ростом p уменьшается T и резко сокращается R_e . Поскольку у азота ρ

и j_n значительно выше, чем у гелия, то затухание электронного пучка в азотной среде происходит намного быстрее, чем в гелиевой. В экспериментах действие пучка УЭ прекращалось ($h < \Delta = 275$ мкм) уже при $p \approx 140$ Торр для гелия и $p \approx 18$ Торр для азота. Возможность повышения зарядного напряжения также ограничивалась пределами $U_0 < 10$ кВ в гелии и $U_0 < 7$ кВ в азоте. В азоте максимальное значение параметра $p\Delta$, при котором возникал пучок УЭ, составляло $\sim 0,5$ Торр·см, а в гелии $\sim 2,5$ Торр·см, что соответствует левой ветви кривой Пашена [50].

При дальнейшем увеличении U_0 разряд в УП становился аperiодическим. Это приводило к переплюсовке напряжения на УП. При этом возникал искровой пробой в УП. Наиболее вероятной причиной появления искры было то, что при изменении полярности сеточный электрод становился катодом. Плотность тока на его рабочей поверхности резко возрастала из-за высокой прозрачности сетки. Это вызывало усиление процессов взрывной эмиссии электронов, что приводило к образованию катодного пятна и провоцировало искровой пробой.

Указанные причины не позволили получить лазерную генерацию с использованием открытого разряда в азоте. Поэтому необходимо было найти более эффективный метод возбуждения активной среды.

Из электроионизационного метода возбуждения газовых сред известно, что при ионизации газа пучком релятивистских электронов пробег электронов вдоль силовых линий внешнего электрического поля растет с повышением величины поля [52]. В электроионизационном методе внешним полем является поле несамостоятельного разряда, которое ниже поля электрического пробоя газа [52]. По аналогии с этим для расширения диапазонов изменения h , p и U_0 было предложено сначала разгонять пучок в УП вышеописанным способом, а затем компенсировать потери энергии УЭ путем их дополнительного ускорения во внешнем электрическом поле, искусственно создаваемом в дрейфовом пространстве [12—16]. Однако в отличие от поля несамостоятельного разряда в настоящей работе для ускорения УЭ использовалось поле плазменного столба аномального самостоятельного разряда, превышающее поле пробоя газа.

Метод получения пучка убегающих электронов с режимом дополнительного ускорения УЭ полем плазменного столба аномального самостоятельного разряда

Из рис. 1 видно, что электроны, которые находятся в спектральной области $T \gg T_{\max}$, принадлежащей падающей ветви кривой $L(T)$, могут ус-

коряться значительно меньшим полем E_1 , чем поле $E_{\max} = L_{\max} p/e$. В этом случае критерием перехода в режим убегания электронов с $T > T_1$ является условие:

$$\frac{eE_1}{p} > L_1, \quad \text{или} \quad \frac{E_1}{p} > \frac{L_1}{e}. \quad (7)$$

Для оценок можно воспользоваться усредненной величиной ионизационных потерь [46]:

$$L(T) \approx 0,5 \frac{T}{R_e}.$$

Подставляя в нее выражение R_e из (6) получим:

$$L(T) \approx \rho \cdot 10^3 \frac{1}{4} T^{-1}. \quad (8)$$

Как показала оценка, сделанная по (7), (8), чтобы электроны ускорялись в поле $E_1/p = L_1/e \geq \geq 40$ В/см·Торр, которое обычно реализуется в плазменном столбе объемного самостоятельного разряда (ОСР) [50], их предварительно надо разогнать до энергии $T_1 \sim 10$ кэВ. Поэтому можно создать такой ОСР, протекающий в режиме аномального горения, в котором катодный слой служит источником электронов с начальной энергией $T > T_1$, а поле плазменного столба способно поддерживать режим убегания электронов вдоль остальной зоны разряда. В связи с этим были предложены новый метод и схема получения убегающих электронов. В этом методе пучок с энергией $T = T_1 \gg T_{\max}$ (здесь T_{\max} — энергия электронов при максимальной величине энергетических потерь L_{\max}) сначала формируется в узком промежутке (~ 1 мм) между катодом и сеткой, а затем он ускоряется полем плазменного столба аномального самостоятельного разряда в основном промежутке (ОП), образованном сеткой и анодом.

Схема получения пучка УЭ с указанным принципом ускорения электронов показана на рис. 7. Разрядный промежуток располагался в газоразрядной камере, откачиваемой и заполняемой азотом. Он включал в себя ускоряющий промежуток, подобный промежутку, показанному на рис. 2, но с $\Delta = 2$ мм, а также основной промежуток (ОП) сетка — анод с внешним электрическим полем E . Для получения аномального режима горения разряда рабочая поверхность катода специально ограничивалась узкой диафрагмой (изолятором) из полиэтилена с площадью окна 6×400 мм. Она также изолировала катод от сетки. Расстояние между

сеткой и анодом варьировалось: $d = 10\text{--}20$ мм. Генератором накачки (ГН) служила схема с перезарядкой емкостей $C_1 = C_2 = 10$ нФ с максимальным зарядным напряжением $U_0 = 25$ кВ.

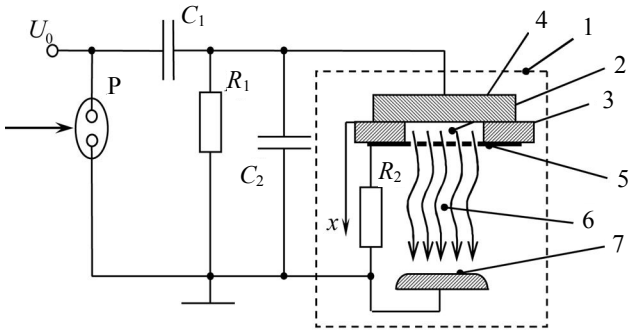


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для возбуждения азотного лазера при помощи пучка убегающих электронов:
 U_0 — зарядное напряжение; C_1 — накопительный конденсатор; C_2 — обостряющий конденсатор; R_1, R_2 — резисторы; P — разрядник;
 1 — газоразрядная камера; 2 — ускоряющий промежуток; 3 — изолятор; 4 — катод; 5 — сетка; 6 — пучок убегающих электронов; 7 — анод

Импульсы напряжения на катодe и сетке одновременно регистрировались с помощью двух одинаковых малоиндуктивных омических делителей напряжения. Ток измерялся поясом Роговского (на рис. 7 — не изображены).

Типичные осциллограммы импульсов напряжений на катодe (U_c), сетке (U_g), тока (I_c) через емкость C_2 при $U_0 = 25$ кВ, $p = 45$ Торр (N_2), $d = 15$ мм показаны на рис. 8, а, б. Для анализа работы схемы возбуждения на рис. 8, в также показана осциллограмма напряжения (U_e) = ($U_c - U_g$) на УП. Из анализа этих осциллограмм видно, что действие схемы возбуждения условно можно разделить на три основных этапа.

На первом этапе после срабатывания разрядника P происходит перезарядка емкостей C_1 и C_2 . Емкость C_2 заряжается током отрицательной полярности. Одновременно с этим нарастает напряжение U_c на катодe. Часть тока перезарядки протекает через УП и сопротивление $R_2 = 13$ Ом, создавая на сетке небольшое напряжение U_g .

На фронте импульса накачки большая часть напряжения ГН с амплитудой $U_e \approx 15$ кВ прикладывается к УП через сопротивление R_2 . Благодаря тому, что величина приведенного поля $E_e/p = U_e/p \cdot \Delta \sim 1900$ В/см·Торр примерно в 5 раз выше порогового значения $E_{max}/p = 356$ В/см·Торр, вытекающего из условия (1), УЭ образуются в УП уже на фронте напряжения.

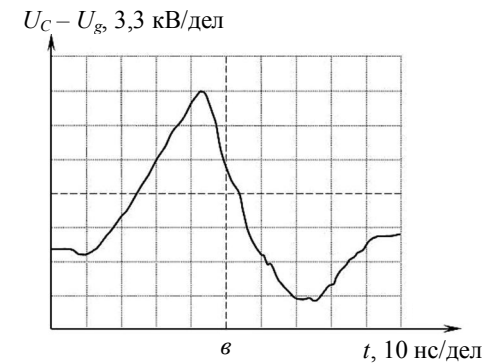
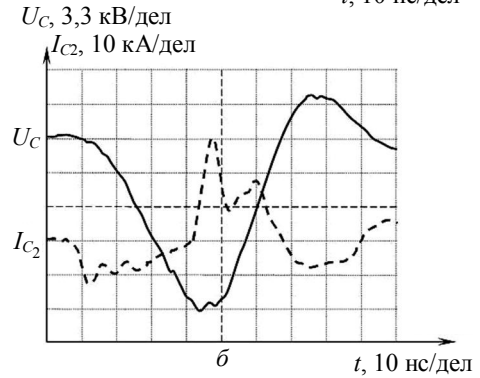
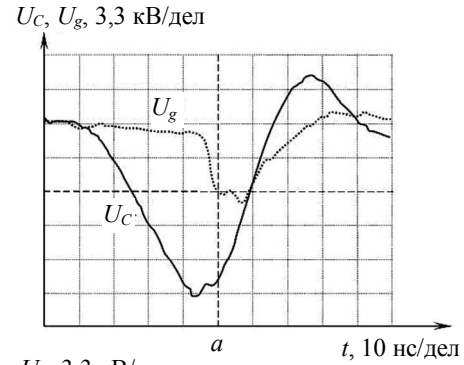


Рис. 8. Типичные осциллограммы импульсов напряжений:
 а — U_c , — U_g ; б — U_c , --- — I_{C2} ;
 в — $(U_c - U_g)$ на ускоряющем промежутке

Для начальных электронов с $T \sim eU_e = 15$ кэВ пробег, оцененный по (6), составляет $R_e \sim 45$ мм, что больше d . Время их пролета через разрядный промежуток $t = d/v \sim 2 \cdot 10^{-10}$ с (где $v = 5,93 \cdot 10^7 (T)^{1/2}$ — скорость электрона с энергией T , эВ), которое много меньше по сравнению с длительностью фронта напряжения $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с.

Поэтому начальные УЭ почти мгновенно осуществляют предыонизацию ОП и тем самым инициируют объемный пробой всего разрядного промежутка.

Второй этап начинается с момента пробоя РП, которому соответствует максимум напряжения U_c . Емкость C_2 разряжается через РП. Разрядный ток меняет полярность и резко нарастает. Это в свою очередь приводит к появлению напряжения на плазме ОП и скачку U_g . Максимальная плотность тока разряда составляет $j_{max} \approx I_{C_{max}}/S_e = 1,3$ кА/см². Поскольку величина $(j/j_n)^{1/2} \approx 40$, то разряд являет-

ся аномальным. Согласно зависимостям рис. 5 в катодном слое АР должны образовываться УЭ с $T \geq 2$ кэВ.

За счет протекания тока через $R2$ на сетке принудительно поддерживается потенциал. Благодаря этому напряжение на УП в максимуме тока разряда I_c составляет $U_{\max} \approx 10$ кВ, и электроны разгоняются до $T \approx 10$ кэВ.

Затем эти электроны инжектируются через сетку в ОП. В момент максимума тока, напряженность поля в ОП составляет

$$E_1 = \frac{U_{g\max}}{d} \approx 3,3 \frac{\text{кВ}}{\text{см}},$$

где $U_{g\max} \approx 5$ кВ — напряжение на сетке в максимуме тока разряда.

Этому полю соответствует величина $E_1/p \approx 75$ В/(см·Торр). Она заведомо выше величины $E_1/p \approx 40$ В/(см·Торр), необходимой для продолжения ускоренного движения электронов с $T \approx 10$ кэВ в ОП.

Затем разрядный ток спадает до минимума, после которого он снова увеличивается. С этого момента начинается третий этап. Второй максимум тока примерно в 2 раза меньше первого и по времени он совпадает с моментом, когда $U_{e(t)} = 0$, т. е. пучок прекращается. Поэтому второй максимум тока обусловлен развитием процессов ударной ионизации в РП. Часть электрической энергии рассеивается в разрядной плазме в режиме периодически затухающего тока.

Тем не менее, первый максимум разрядного тока определялся током электронного пучка. Это подтверждает сравнение коэффициентов ионизации газа в ОП под действием пучка L_{\max}/ω и за счет ударной ионизации α_{\max} в момент максимума разрядного тока. Для УЭ с $T \approx 10$ кэВ оценка дает значение $L_{\max}/\omega \approx 51$ см⁻¹ (где $\omega = 35$ эВ — средняя энергия образования электрон-ионной пары в N₂ [17, 52]), которое значительно превышает значение $\alpha_{\max} \approx 9$ см⁻¹ [50] при $E_m/p \approx 75$ В/(см·Торр) (где E_m — поле в максимуме тока).

Даже при высоком давлении азота ~ 45 Торр оценка электрической энергии, рассеянной в пучке УЭ, дает значение $W_e = I_{\max} \cdot U_{\max} \cdot \tau_e = 30$ кА·10 кВ \times 6 нс $\approx 1,8$ Дж, где $\tau_e \approx 6$ нс — длительность тока пучка по его полувысоте (см. рис. 8, б). Отсюда эффективность преобразования энергии, запасенной в накопительной емкости $C1$ (т. е. $W_c = C1 U_0^2/2 \approx 3$ Дж при $U_0 = 25$ кВ), в энергию пучка получается достаточно высокой ~ 60 %.

Визуальные наблюдения показали, что газовый разряд был объемным и однородным во всем диапазоне изменений $p < 100$ Торр и $U_0 < 25$ кВ. Это связано с тем, что при его формировании осуществлялась предыонизация РП начальными УЭ. По-

этому исследуемый разряд являлся, по сути, объемным самостоятельным разрядом, горящим в аномальном режиме.

В отличие от предыдущего случая с открытым АР он не терял устойчивости даже тогда, когда ток был периодическим. Это обусловлено тем, что в данной схеме получения УЭ сетка является промежуточным электродом, который не оказывает существенного влияния на разряд после перехода тока через ноль. Из осциллограмм U_c и I_c следует, что на стадии разряда, происходящей после второго максимума тока и в течение обратного полупериода тока, сопротивление разрядного промежутка $R_c = U_c/I_c$ составляет $\sim 0,5$ Ом. Эта величина намного меньше сопротивления $R2 = 13$ Ом на сетке. На этой стадии I_c замыкается между основными электродами (анодом и катодом), а ток через сетку практически отсутствует. Следовательно, отсутствуют и причины, которые приводили к появлению искры в УП в случае открытого АР.

N₂-лазер, возбуждаемый пучком убегающих электронов

Рассмотренный выше метод был применен для накачки азотного УФ-лазера пучком УЭ. Для этого использовалась схема возбуждения, показанная на рис. 7. На торцах газоразрядной камеры перпендикулярно оси РП располагался оптический резонатор. Он состоял из плоского алюминиевого зеркала и плоскопараллельной пластины из кварца. Была получена мощная генерация УФ-излучения. На рис. 9, а показаны синхронизованные осциллограммы импульсов напряжения накачки и лазерного излучения. На рис. 9, б представлена зависимость энергии выходного излучения W_g от p . Максимальная W_g составляла ~ 1 мДж при $U_0 = 22$ кВ. На этом же рисунке изображены приведенные к максимальному напряжению U_{\max} на РП зависимости U_c и U_g . Точка пересечения этих кривых показывает предельное давление $p_{th} \sim 100$ Торр, при котором прекращается образование УЭ в УП. Из данных рисунка видно, что рабочее давление азота, соответствующее максимуму W_g , составляет $p_m \approx 45$ Торр. Это давление в ~ 2 раза меньше предельного, что свидетельствует о возможности использования явления убегания электронов для достаточно эффективного возбуждения активной среды N₂-лазера.

Картина распределения излучения $J(x)$ (где x — расстояние от катода) по сечению пучка в системе возбуждения с пучком УЭ резко отличалась от той, что свойственна системам с накачкой самостоятельным разрядом. В последнем случае распределение излучения вдоль оси x разрядного промежутка остается практически постоянным.

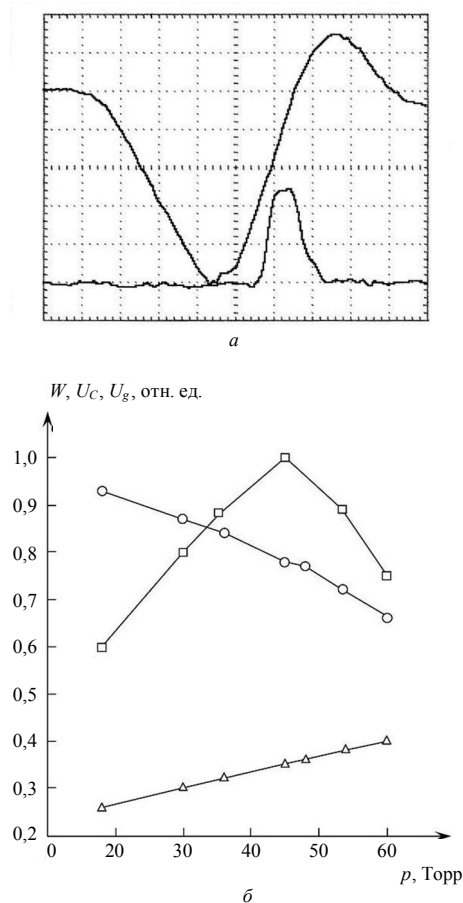


Рис. 9. Экспериментальные данные:

a — осциллограммы импульсов напряжений на катоде U_C (верхняя кривая) и лазерного УФ-излучения J (нижняя кривая); *б* — зависимости энергии УФ-излучения $W = W^m/W_{max}$ (\square), максимального напряжения на катоде $U_C = U_C^m/U_{C,max}$ (\circ) и максимального напряжения на сетке $U_g = U_g^m/U_{g,max}$ (\triangle) в относительных единицах от давления азота p

На рис. 10 показано распределение интенсивности лазерного излучения $J(x)$ вдоль центральной оси РП, полученное в настоящих экспериментах. Оно является неравномерным, что характерно для разрядов с ионизацией быстрыми электронами [52]. Наблюдается явно выделенная зона "темного" пространства у катода, подобная той, что наблюдается в наносекундных разрядах атмосферного давления при напряженностях электрического поля $\sim 10^5$ В/см [53]. Поскольку в максимуме тока пучка УЭ напряжение на УП больше, чем на ОП, в ~ 5 раз (см. рис. 8), то в УП рассеивается большая мощность накачки. Тем не менее, в зоне УП излучение слабое. Это означает, что в зоне УП большая часть энергии накачки тратится на ускорение электронного пучка, а не на ионизацию и возбуждение газа.

По мере распространения УЭ в более слабом, чем в УП поле ОП, взаимодействие УЭ с активной средой нарастает, приводя к увеличению $J(x)$. Небольшой скачок $J(x)$ около анода, вероятно, вы-

зван обратным рассеянием электронного пучка, отраженного от анода.

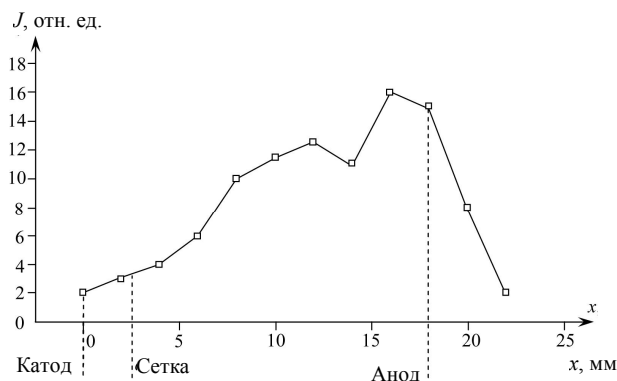


Рис. 10. Распределение интенсивности лазерного излучения J вдоль оси x от катода к аноду ($d = 18$ мм, $p_{N_2} = 20$ Торр)

В случае, если изменялась полярность зарядного напряжения U_0 , то электронный пучок не образовывался. Объемное свечение разряда в пространстве между катодом и сеткой почти отсутствовало. Вдоль периметра УП возникал многоканальный разряд по поверхности изолятора (см. рис. 7). К разряду по поверхности стягивался разряд в ОП. Он был диффузным и имел вид двух полос, расположенных по бокам РП. Из полос наблюдалось слабое лазерное излучение.

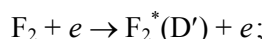
Таким образом, процесс возбуждения N_2 -лазера с помощью пучка УЭ качественно отличается от возбуждения самостоятельным разрядом. Тем не менее, эффективность лазера ($\sim 0,04$ %) оставалась на уровне, свойственном лазерам, возбуждаемым самостоятельным разрядом [11, 17, 54] и релятивистским электронным пучком [55—57]. Это объясняется следующими причинами. Во-первых, как следует из осциллограмм рис. 8, основная часть энергии, запасенной в С1, тратилась на ускорение УЭ в УП. Только ее небольшая часть рассеивалась в плазме ОП, одновременно служившей активной средой. Во-вторых, время действия пучка было существенно короче длительности тока разряда, что не могло приводить к качественному повышению электронной температуры плазмы. Поэтому для увеличения эффективности лазера, возбуждаемого пучком УЭ, необходимо, с одной стороны, улучшить эффективность передачи энергии от электронного пучка к активной среде, с другой — для существенного повышения КПД УФ-азотного лазера можно использовать накачку многокомпонентных смесей $He(Ne)/Ar/N_2$ [58—60] пучком УЭ. Основанием перспективности такого подхода является то, что при накачке указанных смесей релятивистскими электронами с энергией ~ 190 кэВ была получена усредненная по длительности лазерного импульса эффективность генерации ~ 1 %

на длине волны 358 нм [59, 60]. В этом случае энергия электронного пучка, переданная гелию (He/Ne) неизбежно приводит к образованию возбужденных атомов аргона $Ar^*(4s)$. Поэтому основным каналом формирования верхнего лазерного уровня $N_2^*(C^3\Pi_u)$ служит передача возбуждения от Ar^* к N_2 , когда третьим телом в кинетической реакции является гелий, что обеспечивает более эффективный процесс возбуждения, чем возбуждение прямым электронным ударом.

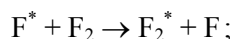
Рассмотренный выше метод возбуждения УФ-азотного лазера пучком УЭ не имеет принципиальных ограничений по величине мощности накачки. Поэтому существует потенциальная возможность его применения также в лазерах, генерирующих ВУФ-излучение [61].

Довольно широкое распространение получили F_2 -лазеры с накачкой объемным самостоятельным разрядом (длина волны 157 нм). Они работают при давлениях рабочей среды 3—10 бар [62—66]. Известны три основные реакции, ответственные за процессы формирования верхнего лазерного уровня $F_2(D')$ [65, 66]:

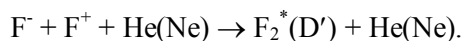
1) реакция прямого возбуждения молекул фтора при столкновениях с электронами:



2) реакция передачи возбуждения от атомов к нейтральным молекулам фтора:



3) реакция ион-ионной рекомбинации:



При давлениях газовых смесей He/Ne/ F_2 ниже атмосферного действуют, в основном, только два канала возбуждения через реакции 1) и 3) [65, 66]. В работах [9, 10] при накачке F_2 -лазера продольным разрядом, зажигаемым импульсом напряжения 20 кВ, была получена мощная генерация ВУФ-излучения в смеси He/ F_2 при парциальном давлении фтора 0,6 Торр и полном давлении смеси 40 Торр. Как следует из результатов наших исследований, такой уровень разрядных напряжений и рабочих давлений является оптимальным для получения пучков УЭ, что свидетельствует о возможности эффективного применения УЭ в F_2 -лазерах.

Заключение

В данной работе проведено исследование процессов образования импульсного пучка УЭ при высоковольтном открытом разряде, в гелии и молекулярном азоте. Экспериментально установ-

лено, что при напряжениях $U < 10$ кВ для гелия и $U < 7$ кВ для азота на ускоряющем промежутке длиной $\Delta = 275$ мкм максимальные значения параметра $p\Delta$, при которых возникал пучок УЭ, составляли $\sim 0,5$ Торр·см, а в гелии $\sim 2,5$ Торр·см, что соответствует левой ветви кривой Пашена. Независимо от сорта газа источником УЭ служит катодный слой аномального разряда, горящего в ускоряющем промежутке. Энергия УЭ $T \approx eU$.

Предложен новый метод получения пучков УЭ, при котором пучок электронов с энергией $T \gg T_{max}$ сначала формируется в узком промежутке (~ 1 мм) между катодом и сеткой, а затем он ускоряется полем плазменного столба аномального самостоятельного разряда в основном промежутке, образованном сеткой и анодом (межэлектродное расстояние $d = 10$ —20 мм). Этот метод позволяет обеспечить импульсный режим ускорения электронов в газоразрядном промежутке, заполненном азотом при на много больших значениях $pd \sim 100$ см·Торр, чем метод с открытым разрядом. Энергия электронов составляла более 10 кэВ, длительность импульсов электронного пучка несколько наносекунд, а ток пучка десятки килоампер. Его применение позволит расширить возможности развития газовых лазеров, работающих в различных областях спектра.

Получена мощная генерация лазерного излучения 337,1 нм с энергией ~ 1 мДж при накачке молекулярного азота пучком УЭ.

Литература

1. Баранов Г. А., Астахов А. В., Зинченко А. К. Мощные технологические CO_2 -лазерные комплексы на основе поперечного самостоятельного разряда. — Санкт-Петербург: Изд-во политехнического университета, 2005.
2. Basting D. Excimer Laser Technology. — Göttingen: Lambda Physik AG, 2001.
3. Bennett W. R. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. V. 6. No. 6. P. 869.
4. Бруннер В. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
5. Scherbakov I. A. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers. February 7—10, 1994 in Salt Lake City, UT. V. 20.
6. Дуанов Е. М. // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 10. С. 1139.
7. Вудс С., Дака М., Флин Г. // Фотоника. 2008. № 4. С. 6.
8. Вайлер С. // Там же. 2009. № 3. С. 10.
9. El-Osealy M. A., Ido T., Nakamura K., Jitsuno T., Horiguchi S. // Optics Communications. 2001. V. 194. P. 191.
10. El-Osealy M. A., Jitsuno T., Nakamura K., Uchida Y., Goto T. // Ibid. 2002. V. 207. P. 255.
11. Аполлонов В. В., Ямицкий В. А. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. С. 183.
12. Apollonov V. V., Yamshchikov V. A. // Technical digest of International forum on "Advanced High Power Lasers and Application". Osaka, Japan. 1999. V. 3889. P. 102.
13. Apollonov V. V., Yamshchikov V. A. // Technical digest of International conference on LASERS'99, Quebec, Canada. P. 3.

14. *Apollonov V. V., Yamshchikov V. A.*// Proceedings of the International conference on lasers — society for optical and quantum electronics, 1999. P. 94.
15. *Apollonov V. V., Yamshchikov V. A.*// Proc. of SPIE. Advanced High-Power Lasers, 2000. V. 3889. P. 739.
16. *Apollonov V. V., Yamshchikov V. A.*// Proceedings of III International conference on Plasma Physics and Plasma Technologies, Minsk, Belarus. 2000. V. 2. P. 672.
17. *Месяц А. Г., Осипов В. В., Тарасенко В. Ф.* Импульсные газовые лазеры. — М.: Наука, 1991.
18. *Kakehata M., Uematsu T., Kannari F., Obara M.*// IEEE J. of QE. 1991. V. 27. No. 11. P. 2456.
19. *Бохан П. А., Сорокин А. Р.*// Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 15. С. 947.
20. *Колбычев Г. В., Самышкин Е. А.*// Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 2. С. 437.
21. *Vokhan P. A., Sorokin A. R.*// Optical and Quantum Electronics. 1991. V. 23. P. 523.
22. *Арланцев С. В., Борович Б. Л., Голубев Л. Е., Воронин А. С., Заворотный С. И., Смирнов В. М., Юрченко Н. И.*// Квантовая электроника. 1994. Т. 21. № 9. С. 824.
23. *Бохан П. А., Сорокин А. Р.*// Журнал технической физики. 1985. Т. 55. № 1. С. 88.
24. *Arlantsev S. V., Borovich B. L., Buchanov V. V., Molodykh E. I., Yurchenko N. I.*// Journal of Russian laser research. 1995. V. 16. No. 2. P. 99.
25. *Bastiaens H. M. J.* On the long pulse operation of the molecular fluorine laser: PhD Thesis. — Univ. of Twente, Netherlands. 2000.
26. *Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л.*// Журнал технической физики. 1972. Т. 42. № 8. С. 1669.
27. *Павловский А. И., Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*// Доклады АН СССР. 1985. Т. 281. № 6. С. 1359.
28. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А.*// УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49.
29. *Василяк Л. М., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н., Филюгин И. В.*// Там же. 1994. Т. 164. № 3. С. 263.
30. *Василяк Л. М., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н., Родионов А. С.*// Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 12. С. 1207—1212.
31. *Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I.*// Plasma Devices and Operations. 2005. V. 13. No. 4. P. 231.
32. *Бакиит Е. Х., Ломаев М. И., Рыбка Д. В., Тарасенко В. Ф.*// Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 21. С. 69.
33. *Бакиит Е. Х., Тарасенко В. Ф., Ломаев М. И., Рыбка Д. В.*// Там же. 2007. Т. 33. № 9. С. 29.
34. *Бакиит Е. Х., Бураченко А. Г., Ломаев М. И., Рыбка Д. В., Тарасенко В. Ф.*// Журнал технической физики. 2008. Т. 78. № 1. С. 98.
35. *Месяц Г. А., Коровин С. Д., Шарытов К. А., Шнак В. Г., Шунайлов С. А., Яландин М. И.*// Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 1. С. 35.
36. *Братчиков В. Б., Гагаринов К. А., Костыря И. Д., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И.*// ЖТФ. 2007. Т. 77. № 7. С. 34.
37. *Тарасенко В. Ф., Бакиит Е. Х., Бураченко А. Г., Костыря И. Д., Ломаев М. И., Рыбка Д. В.*// Там же. 2010. Т. 80. № 2. С. 51.
38. *Сорокин А. Р.*// Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 23. С. 92.
39. *Сорокин А. Р., Бохан П. А.*// Там же. 1994. Т. 20. № 17. С. 86.
40. *Сорокин А. Р.*// Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. № 20. С. 37.
41. *Орешкин В. Ф., Серегин А. М., Синайский В. В., Сорокин А. П., Щетинкина Т. А.*// Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 12. С. 1043.
42. *Колбычев Г. В., Самышкин Е. А.*// Журнал технической физики. 1981. Т. 51. № 10. С. 2032.
43. *Колбычев Г. В., Пташник И. В.*// Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 18. С. 1106.
44. *Сорокин А. Р.*// ЖТФ. 1995. Т. 65. № 5. С. 198.
45. *Бохан П. А.*// Там же. 1991. Т. 61. № 6. С. 61.
46. *Сорокин А. Р.*// Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. № 20. С. 37.
47. *Сорокин А. Р.*// Журнал технической физики. 1998. Т. 68. № 3. С. 33.
48. *Клименко К. А., Королев Ю. Д.*// Там же. 1990. Т. 60. № 9. С. 138.
49. *Бохан А. П., Бохан П. А.*// Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 6. С. 7.
50. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.
51. *Данилычев В. А., Керимов О. М., Кови И. Б.*// Труды ордена Ленина Физического института им. П. Н. Лебедева. 1976. Т. 85. С. 49.
52. *Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Осипов В. В., Рыжов В. В., Тарасенко В. Ф.* Инжекционная газовая электроника. — Новосибирск: Наука, 1982.
53. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*// Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 4. С. 637.
54. *Аполлонов В. В., Ямицков В. А.*// Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 6. С. 483.
55. *Hodgson R. T., Dreyfus R. W.*// Applied Physics Letters. 1972. V. 38. No. 3. P. 213.
56. *Patterson E. L., Gerardo J. B., Wayne Johnson A.*// Ibid. V. 21. No. 6. P. 293.
57. *Patterson E. L.*// Journal of Applied Physics. 1973. V. 44. No. 7. P. 3193.
58. *Беркелиев Б. М., Долгих В. А., Рудой И. Г., Самарин А. Ю., Сорока А. М.*// Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 11. С. 2169.
59. *Беркелиев Б. М., Долгих В. А., Рудой И. Г., Сорока А. М.*// Там же. 1991. Т. 18. № 3. С. 280.
60. *Беркелиев Б. М., Долгих В. А., Рудой И. Г., Севастьянов А. Е., Сорока А. М.*// Там же. 1990. Т. 17. № 9. С. 1135.
61. *Хомич В. Ю., Ямицков В. А.* Получение наносекундных пучков убегающих электронов для накачки газовых лазеров, генерирующих ультрафиолетовое и вакуумное ультрафиолетовое излучения. Препринт ИЭЭ РАН. — М., 2007.
62. *Khomich V. Yu., Shershunova E. A., Yamschikov V. A.*// Proc. of XII International Conference on Laser Optics, Technical Program, St.-Petersburg, Russia. 2006. P. 45.
63. *Хомич В. Ю., Ямицков В. А.*// Электронный журнал "Исследовано в России". 2006. № 152. С. 1414.
64. *Vartapetov S. K., Zhigalkin A. A., Lapshin K. E., Obidin A. Z., Khomich V. Yu., Yamschikov V. A.*// Quantum Electronics. 2006. V. 36. No. 5. P. 393.
65. *Kakehata M., Uematsu T., Kannari F., Obara M.*// IEEE J. of QE. 1991. V. 27. P. 2456.
66. *Kitamura T., Arita Y., Maeda K., Takasaki M., Nakamura K., Fujiwara Y., Horiguchi S. J.*// Appl. Phys. V. 81. P. 2523.

Runaway electrons beams in the gas discharge for UV nitrogen laser excitation

V. Yu. Khomich, A. V. Yamschikov

Institute for Electrophysics and Electroenergetics, 18 Dvortsovaya Naberezhnaya,
S.-Petersburg, 191186, Russia
E-mail: yamschikov52@mail.ru

The review of methods of reception of runaway electrons beams in the gas discharge is spent. The new method of runaway electrons beams generation at gaseous discharge is offered, in this method at first the beam is forming in a narrow gap (~ 1 mm) between the cathode and grid, and then it is accelerated by the field of plasma column of the abnormal self-sustained discharge in the main gap (with length of 10—20 mm). This method experimentally provides electron beams with energy nearby 10 keV and current density larger than 10^3 A/cm² at molecular nitrogen pressure of nearby 100 Torr. The results of research of UV nitrogen laser with an excitation via runaway electrons beam and radiation energy of ~ 1 mJ are given.

PACS 52.80.Tn

Keywords: runaway electrons beam, abnormal discharge, accelerating gap, UV nitrogen laser.

Bibliography — 66 references.

Received August 15, 2010