

УДК

## ПЕННИНГОВСКИЙ ЛАЗЕР НА НЕОНЕ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ОТ ВОЛНЫ РАЗМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ФОНА

А. М. Бойченко, А. Н. Панченко<sup>1</sup>, А. Е. Тельминов<sup>1</sup>, А. А. Феденев

*Проведено исследование пеннинговского лазера на неоне в смеси Ne-H<sub>2</sub> в условиях возбуждения поперечным разрядом. Теоретическое моделирование позволяет сделать вывод о том, что возбуждение активной среды данного лазера осуществлялось в результате прохождения волны размножения электронов фона по разрядному промежутку.*

Распространение разряда в плотном газе [1–8] в ряде случаев определяется не переносом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой плотности. Такая волна размножения электронов фона (ВРЭФ) начинается вблизи проводящей поверхности малого радиуса кривизны, где концентрируется электрическое поле.

Механизм распространения ВРЭФ не зависит от направления вектора напряженности электрического поля. Например, качественный вид высоковольтного разряда с субнаносекундным фронтом при атмосферном давлении [9, 10] не зависит от полярности электродов (использовалась геометрия штырь–плоскость).

Оказывается, что ВРЭФ интересна и в связи с вопросами возбуждения активных сред. Разряды на основе ВРЭФ приводят к образованию интенсивно рекомбинирующей плазмы. В недавних работах [1, 11–13] рассмотрены некоторые отличительные свойства разрядов, основанных на распространении волны размножения электронов фона. Показано, что плазма, возникающая в послесвечении таких разрядов, перспективна для

<sup>1</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, e-mail: alexei@loi.hcei.tsc.ru.

получения лазерной генерации на тех переходах, на которых ранее была получена генерация в плотном газе при накачке электронным пучком и в послесвечении импульсного разряда [14–17] (т.е. в рекомбинационно неравновесной плазме, плазменные лазеры), в частности, перспективна для накачки лазеров и ламп с высокой удельной мощностью излучения.

В данной работе была получена генерация в пеннинговском плазменном лазере на длине волны  $\lambda = 583.5$  нм в смеси Ne-H<sub>2</sub> при накачке поперечным разрядом в системе электродов цилиндр–нож.

Как известно, пеннинговские плазменные лазеры являются одним из типов плазменных лазеров. В этих лазерах инверсная заселенность возникает в рекомбинирующей плазме за счет разгрузки нижнего уровня реакциями Пеннинга [14–17]. Пеннинговские плазменные лазеры на смесях с неоном реализованы как при пучковой накачке, так и в послесвечении разрядов [16, 17]. В работах [18–21] пеннинговские лазеры на неооне возбуждались в поперечном разряде. Возможность накачки пеннинговского Ne-H<sub>2</sub> лазера волной размножения показана в работе [22]. В представленной ниже работе рассмотрен механизм получения лазерной генерации на пеннинговской смеси Ne-H<sub>2</sub> в послесвечении волны размножения электронов фона.

*Конструкция лазера и методики измерений.* В экспериментах использовался лазер с возбуждением поперечным разрядом и простой системой предыонизации от искровых промежутков, близкий по конструкции к описанному в [23]. Генератор мог работать как в режиме с индуктивным накоплением энергии, так и как обычный емкостной генератор. Длительность тока разряда в различных режимах работы генератора составляла 150–250 нс.

В лазере использовались цилиндрический и ножевой электроды из нержавеющей стали. Межэлектродный зазор равнялся  $d = 2.5$  см, активный объем лазера составлял  $2.5 \times 0.3 \times 72 = 50$  см<sup>3</sup>. Характеристики разряда и лазерной генерации изучались в чистом неооне и смесях Ne-H<sub>2</sub> при давлении смеси до 0.5 атм.

В качестве заднего зеркала использовалось плоское алюминиевое зеркало, на выходе резонатора устанавливались зеркала с диэлектрическим покрытием с коэффициентом отражения на  $\lambda = 585$  нм  $R = 75\%$  или  $95\%$  нм или кварцевая пластина.

Форма импульса и энергия излучения измерялась в дальней зоне вакуумным фотодиодом ФЭК–22 СП. Спектр излучения разряда регистрировался при помощи спектрометра StellarNet EPP2000–C25 со спектральным разрешением 0.75 нм и полушириной аппаратной функции 1.5 нм. Для работы фотодиода и спектрографа в линейном режи-

ме излучение на их входе ослаблялось с помощью последовательности металлических сеток с известными коэффициентами ослабления.

*Экспериментальные результаты и их обсуждение.* В смеси Ne-H<sub>2</sub> в спектре лазерной генерации обнаружена только линия с длиной волны 585 нм.

Максимальные энергии и мощности были получены при давлениях Ne ~ 150 Торр и водорода 15–21 Торр. При увеличении давления водорода до ~ 40 Торр порог генерации не достигался при добавках неона от 10 до 350 Торр. Апертура лазерного излучения обычно составляла 25 × 3 мм<sup>2</sup>. Распределение мощности излучения по пятну было неоднородным. Мощность излучения возрастала в области с максимальной плотностью тока около ножевого электрода. В промежутке, образованном двумя цилиндрическими электродами (апертура разряда 40 × 20 мм<sup>2</sup>) генерация также не была получена. Основные эксперименты были проведены в смеси в Ne:H<sub>2</sub> = 165:21 Торр.

При работе на выбранной смеси увеличение напряжения приводило к росту энергии излучения в импульсе. Максимальная энергия генерации достигала 50 мкДж.

Первый пик напряжения на лазерном промежутке соответствует срабатыванию подсветки, разряд формируется в момент второго максимума напряжения (рис. 1, оптимальные условия возбуждения).

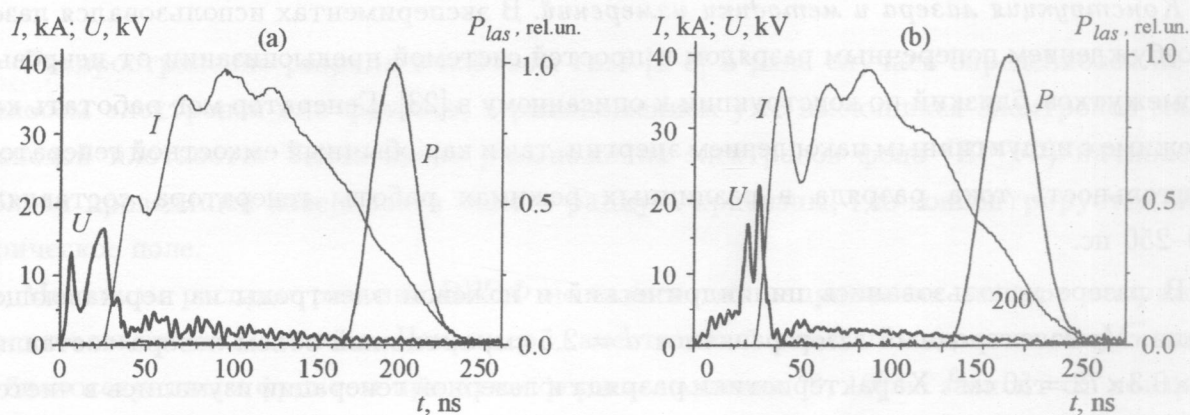


Рис. 1. Осциллограммы напряжения на лазерном промежутке, тока разряда и временная форма лазерного импульса при накачке от емкостного (а) и индуктивного (б) накопителей энергии. Смесь Ne:H<sub>2</sub> = 11:1 при давлении 180 Торр, напряжение на накопительном конденсаторе  $U_0 = 33$  кВ, напряжение на обострительном конденсаторе  $U_1 = 20$  кВ. Кварцевая пластинка используется в качестве выходного зеркала.

Максимальная мощность излучения получена при использовании кварцевой пластины в качестве выходного зеркала. При максимальном зарядном напряжении  $U_0 = 36$  кВ

мощность излучения достигала 1.1 кВт. Увеличение коэффициента отражения выходного зеркала до 75% снижало пиковую мощность излучения примерно в 2 раза, однако значительно возрастала длительность импульса излучения. За счет этого несколько увеличивалась энергия излучения в импульсе.

*Кинетическая модель.* В расчетах была использована кинетическая модель пеннинговского плазменного лазера на неоне [24, 25]. Для самосогласованного решения нестационарных уравнений для концентраций различных реагентов, уравнения баланса для температуры газа и электронов, интенсивности излучения использовался пакет программ ПЛАЗЕР (PLASER) [17, 26–28].

*Стадия, предшествующая генерации. Формирование электронов фона.* В результате приложения к разрядному промежутку внешнего напряжения происходит формирование электронов фона при прохождении по нему быстрых электронов. Согласно [1, 29], энергия быстрых электронов, формирующихся в разрядном промежутке, соответствует примерно  $E_e = (2/3)U_e$ , где  $U$  – напряжение на разрядном промежутке, а доля их среди общего числа электронов составляет примерно  $\eta = 15\text{--}20\%$ . Электроды (длина каждого – 73 см) представляли собой лезвие ножа и цилиндр радиуса 4 см. Вблизи цилиндрического электрода поперечный размер разряда составляет примерно 2 см. Ток разряда у анода составляет к концу стадии формирования электронов фона величину  $I = 15$  кА (рис. 1(а)), следовательно, плотность тока электронов составит

$$j = \frac{I}{S} \approx 100 \text{ А/см}^2, \quad (1)$$

а плотность тока быстрых электронов составит

$$j_b = \frac{\eta I}{S} \approx 20 \text{ А/см}^2.$$

Частота ионизации (см. подробнее [17, 26–28])

$$\nu = \frac{2\sigma(E)}{e} j, \quad (2)$$

(где  $\sigma$  – сечение ионизации,  $j$  – плотность тока пучка,  $e$  – заряд электрона), соответствующая этой плотности тока  $j_b$ , составляет для  $U \approx 15$  кВ (рис. 1(а),  $E_e \approx 10$  кэВ), примерно  $10^4 \text{ с}^{-1}$ . При такой частоте ионизации за время прохождения быстрыми электронами разрядного промежутка (менее 1 нс) формируется плотность электронов порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Оценим, какой ток может пропустить плазма с концентрацией электронов  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Получаем для напряженности электрического поля  $U/d \approx 40 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$

$$j = eu_d n_e = 86 \text{ А}/\text{см}^2,$$

где скорость дрейфа ( $u_d = 5.38 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{с}$ ) взята из [29, 30], что хорошо согласуется с (1).

Итак, после приложения к разрядному промежутку напряжения  $U \approx 15 \text{ кВ}$  после его прохождения быстрыми электронами формируется фоновая плотность вторичных электронов, приблизительно равная  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

*Напряженность на разрядном промежутке после формирования электронов фона.* После прохождения быстрых электронов удельное сопротивление разрядного промежутка можно оценить как  $\rho = \frac{m\nu}{e^2 n_e}$ , где  $\nu = \nu_a + \nu_c$ ,  $\nu_a = [Ne]\nu\sigma = [Ne]\sqrt{\frac{3T_e}{m}}\sigma$  – частота электрон-атомных столкновений,  $\sigma$  – транспортное сечение упругого рассеяния электрона на атоме неона,  $\nu_c = \frac{4\sqrt{3}\pi e^4 \ln(\Lambda)n_e}{9\sqrt{mT_e^3}}$  – частота кулоновских столкновений,  $\ln\Lambda$  – кулоновский логарифм ( $\approx 10$ ),  $m, e, T_e$  – масса, заряд и температура электронов. В рассматриваемых условиях  $[Ne] = 6.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (давление неона порядка 150 Торр),  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 1 \text{ эВ}$  частота электрон-атомных столкновений более чем на два порядка превосходит частоту кулоновских столкновений. Удельное сопротивление плазмы составляет примерно  $\rho \approx 25 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и напряжение на разрядном промежутке падает до величины (при  $j = 100 - 200 \text{ А}/\text{см}^2$ , см рис. 1(а))

$$V \approx dE = d\rho j \approx 3 - 6 \text{ кВ}$$

в соответствии с экспериментальными данными (рис. 1(а)).

*Время прохождения волной размножения разрядного промежутка.* Вопрос о времени прохождения волной размножения разрядного промежутка порядка 2 см в Не, Хе и азоте рассматривался в работе [31]. Распространение в неоне не рассматривалось, однако, ясно, что результаты для Не должны лежать в промежутке между данными по Не и по Хе. Для полей  $E = 7 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$  и ниже время прохождения должно составлять примерно 100 нс, что хорошо согласуется (см. ниже) с экспериментальными данными (рис. 1(а)).

*Формирование волны размножения.* Импульсный разряд, в основе которого лежит волна размножения фоновых электронов в неоднородном поле, только недавно стал рассматриваться как отдельная форма разряда. Он обладает некоторыми отличительными

чертами. Для лазерной физики важно то, что плазма, формируемая таким разрядом, является переохлажденной по степени ионизации (рекомбинационно неравновесной), а на таких средах работают плазменные лазеры [14–17].

Действительно, кинетические процессы в таком разряде происходят следующим образом. На фронте волны размножения электроны перегреты. Они ускоряются в электрическом поле и производят ионизацию. За фронтом же волны размножения поле экранируется плазмой, соответственно, нагрев электронов полем резко падает. Электроны начинают охлаждаться за счет столкновений с атомами газа. Ввиду того, что при высокой плотности газа степень ионизации невелика, электроны охлаждаются до низкой температуры, ограничиваемой лишь рекомбинационным нагревом. Ситуация во многом аналогична той, которая имеет место при накачке плотного газа импульсом электронного пучка. Эти вопросы достаточно подробно рассмотрены в теории плазменных лазеров [14–17].

Плотность электронов  $n_e$  за волной размножения можно оценить из выражения  $E = 2\pi e r_D n_e$ . Здесь  $E$  – напряженность поля;  $r_D = (T_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2}$  – дебаевский радиус;  $T_e$  – температура электронов.

Например, для рассматриваемых условий при  $E \sim 2 - 2.5$  кВ/см,  $T_e \sim 0.2 - 1$  эВ имеем  $n_e = E^2/(\pi T_e) \sim (6.4 - 1.3) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

*Моделирование генерации.* Моделирование генерации было проведено двумя способами.

1. Начальная концентрация электронов выбиралась равной  $n_e = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. При такой концентрации электронов полностью экранируется внешнее поле, а за фронтом волны размножения формируется рекомбинационно неравновесная плазма (см. пред. параграф).

2. Во втором случае указанная концентрация электронов создавалась с помощью задания внешней частоты ионизации.

Формирование рекомбинационно неравновесной плазмы в результате возбуждения среды жестким ионизатором, например, пучком электронов (или ионов) хорошо описывается через задание частоты ионизации (2). В данном случае частота ионизации использовалась только для создания в расчетах нужной концентрации электронов ( $n_e = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>), никакому пучку электронов она не соответствует. Чтобы результаты моделирования в таком подходе не оказывали влияния на послесвечение рекомбинационно неравновесной плазмы, длительность воздействия выбиралась малой (доли наносекунды).

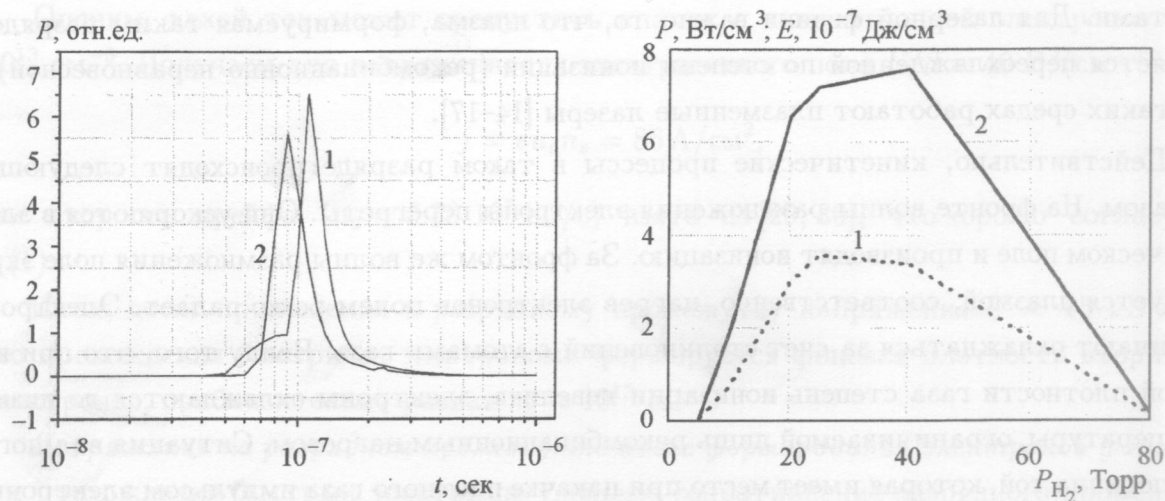


Рис. 2. Сравнение двух методов расчета. Давление компонентов смеси:  $P_{\text{Ne}} = 100$  Торр,  $P_{\text{H}_2} = 20$  Торр. Коэффициент отражения выходного зеркала  $R = 75\%$ . Начальная концентрация электронов  $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . 1 – параметрическое задание начальной концентрации электронов, 2 – накачка ультракоротким пучком электронов (ширина на полувысоте  $\sim 0.1$  нс).

Рис. 3. Зависимость удельных максимальной мощности и энергии излучения от давления водорода. Соотношение между компонентами  $\text{Ne}:\text{H}_2 = 5:1$ . Коэффициент отражения выходного зеркала  $R = 75\%$ . Начальная концентрация электронов  $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . 1 – энергия, 2 – максимальная мощность.

Итак, начальная концентрация электронов, равная  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , моделировалась двумя способами. В первом случае начальная плотность электронов задавалась в виде параметра, частота ионизации полагалась равной нулю, во втором случае начальная плотность электронов возникала за счет действия фиктивной частоты ионизации длительностью доли наносекунды.

Были получены зависимости мощности, энергии а также эффективности излучения от времени. Было проведено сравнение результатов, полученных разными способами: накачкой сверхкоротким пучком и заданием начальной концентрации электронов в качестве параметра. В обоих случаях получились схожие задержки импульса генерации порядка 100 нс (рис. 2). Согласно экспериментальным данным (рис. 1(a)) генерация начинается с задержкой, примерно равной 100 нс после пробоя среды. В соответствии с проведенным теоретическим рассмотрением генерация осуществляется следующим образом. Каждая область за фронтом волны размножения начинает генерировать ла-

зерное излучение с задержкой 100 нс. Волна размножения также движется к аноду примерно 100 нс. Таким образом, начало импульса генерации соответствует излучающим областям вблизи катода, а окончание импульса генерации – областям вблизи анода.

Эксперименты по исследованию лазерной генерации проводились в зависимости от давления смеси при оптимальном (с точки зрения снимаемой энергии) соотношении компонентов  $\text{Ne}:\text{H}_2 = 5:1$ . Расчеты при таком же соотношении компонентов показали, что оптимум мощности излучения приходится на давление водорода порядка 40 Торр, а оптимум излучаемой энергии на давление порядка 25 Торр (рис. 3). Отметим, что проводилось также измерение мощности генерации при давлении неона 125 Торр в зависимости от давления водорода в смеси. Расчетное оптимальное значение давления водорода находится в хорошем соответствии с экспериментальным значением (рис. 4).

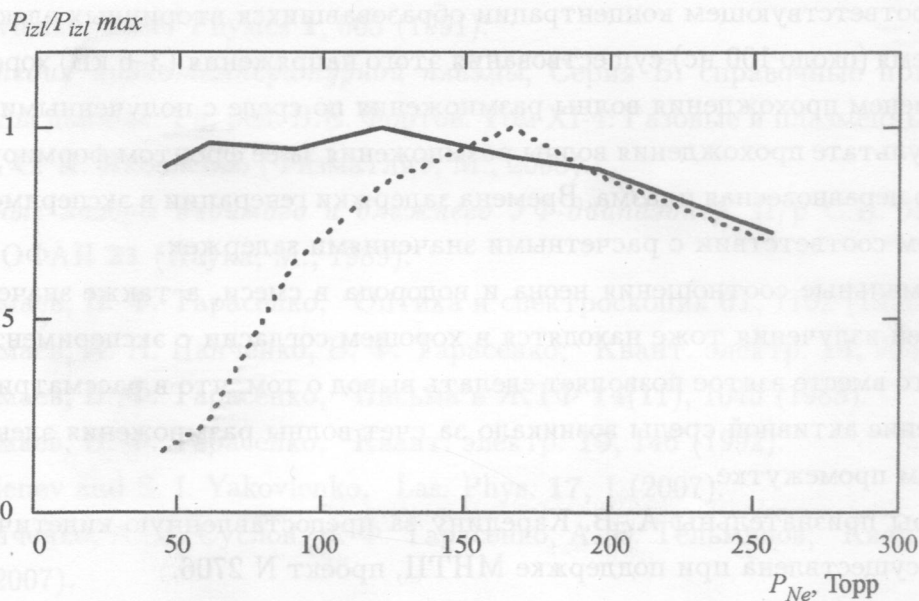


Рис. 4. Сравнение с экспериментальными данными. Зависимость мощности генерации от давления неона. Парциальное давление водорода постоянно  $N_{\text{H}_2} = 20$  Торр, Пунктир – эксперимент, сплошная линия – расчет.

Согласно экспериментальным данным объем активной среды составлял  $2.5 \times 0.3 \times 72 = 50 \text{ см}^3$ . Этому объему соответствует расчетная максимальная излучаемая энергия  $E_l \approx 25 \text{ мкДж}$  (при давлении водорода  $p_{\text{H}_2} \approx 25$  Торр). Это хорошо согласуется с экспериментальными данными (максимальная излучаемая энергия  $E \approx 50 \text{ мкДж}$ ,  $p_{\text{H}_2} \approx 20$  Торр).



*Выводы.* В работах [1, 12, 13] сделан вывод о перспективности использования волны размножения для возбуждения лазеров и ламп с рекомбинационно неравновесной средой.

Данная работа является развитием этих работ. Проведено рассмотрение генерации пеннинговского лазера на неоне в смеси Ne-H<sub>2</sub>.

Все стадии формирования разряда и лазерной генерации, полученные при теоретическом рассмотрении, находят подтверждение в эксперименте:

1. В результате формирования быстрых электронов в разрядном промежутке происходит эффективная наработка вторичных электронов, по порядку величины равная  $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Эта стадия по времени занимает до 1 нс.

2. После формирования вторичных электронов экспериментальное значение напряжения на разрядном промежутке падает до 3–6 кВ. Данное значение находится в хорошем согласии со значением, соответствующем закону Ома при удельном сопротивлении среды, соответствующем концентрации образовавшихся вторичных электронов.

3. Время (около 100 нс) существования этого напряжения (3–6 кВ) хорошо согласуется с временем прохождения волны размножения по среде с полученными параметрами.

В результате прохождения волны размножения за ее фронтом формируется рекомбинационно неравновесная плазма. Времена задержки генерации в эксперименте находятся в хорошем соответствии с расчетными значениями задержек.

Оптимальные соотношения неона и водорода в смеси, а также значения энергий и мощностей излучения тоже находятся в хорошем согласии с экспериментальными.

Все это вместе взятое позволяет сделать вывод о том, что в рассматриваемом случае возбуждение активной среды возникало за счет волны размножения электронов фона в разрядном промежутке.

Авторы признательны А. В. Карелину за предоставленную кинетическую модель. Работа осуществлена при поддержке МНТЦ, проект N 2706.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотных газах. П/р С.И. Яковленко. Труды ИОФАН **63** (Наука, М., 2007).
- [2] С. И. Яковленко, Письма в ЖТФ **30**(9), 12 (2004).
- [3] С. И. Яковленко, ЖТФ **74**(9), 47 (2004).
- [4] С. И. Яковленко, Письма в ЖТФ **31**(4), 76 (2005).
- [5] В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, УФН **174**, 953 (2004).

- [6] A. N. Tkachev and S. I. Yakovlenko, *CEJP* **2**(4), 579 (2004) ([www.cesj.com/physics.html](http://www.cesj.com/physics.html)).
- [7] V. F. Tarasenko and S. I. Yakovlenko, *Physica Scripta* **72**, 41 (2005).
- [8] V. F. Tarasenko and S. I. Yakovlenko, *Plasma Devices and Operations* **13**, 231 (2005).
- [9] И. Д. Костыря, В. М. Орловский, В. Ф. Тарасенко и др., *Письма в ЖТФ* **31**(11), 19 (2005).
- [10] И. Д. Костыря, В. Ф. Тарасенко, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, *ЖТФ* **76**(3), 64 (2006).
- [11] С. И. Яковленко, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, No. 2, 10 (2006).
- [12] S. I. Yakovlenko, *Laser Physics* **16**, 403 (2006).
- [13] А. М. Бойченко, С. И. Яковленко, *Квант. электр.* **36**(12), 1176 (2006).
- [14] Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, *Плазменные лазеры* (Атомиздат, М., 1978).
- [15] S.I. Yakovlenko, *Laser Physics* **1**, 565 (1991).
- [16] *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, Серия Б: справочные приложения, базы и базы данных. Гл. ред. В.Е. Фортов. Том XI-4: Газовые и плазменные лазеры. Отв. ред. С. И. Яковленко (Физматлит, М., 2005).
- [17] *Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ-диапазонов*. П/р С.И. Яковленко. Труды ИОФАН **21** (Наука, М., 1989).
- [18] М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, *Оптика и спектроскопия* **61**, 1102 (1986).
- [19] М. И. Ломаев, А. Н. Панченко, В. Ф. Тарасенко, *Квант. электр.* **14**, 993 (1987).
- [20] М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, *Письма в ЖТФ* **14**(11), 1045 (1988).
- [21] М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, *Квант. электр.* **19**, 146 (1992).
- [22] A. A. Fedenev and S. I. Yakovlenko, *Las. Phys.* **17**, 1 (2007).
- [23] А. Н. Панченко, А. И. Суслов, В. Ф. Тарасенко, А. Е. Тельминов, *Квант. электр.* **37**, 433 (2007).
- [24] А. В. Карелин, С. И. Яковленко, *Квант. электр.*, **22**, 769 (1995).
- [25] А. В. Карелин, О. В. Симакова, *Моделирование лазеров на переходах атомов Хе, Ar, Ne, Cl, C, N, O. Газовые и плазменные лазеры* (Физматлит, М., 2005), стр. 665.
- [26] A. M. Voichenko, V. F. Tarasenko, and S. I. Yakovlenko, *Laser Phys.* **10**, 1159 (2000).
- [27] А. М. Бойченко, В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, *Лазеры на эксимерных и эксимерных молекулах*, В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, Серия Б: справочные приложения, базы и базы данных. Гл. ред. Фортов В. Е. Том XI-4: Газовые и плазменные лазеры. Отв. ред. С. И. Яковленко (Физматлит, М., 2005), стр. 451.

- [28] S. I. Yakovlenko, *Excimer and exciplex lasers*. In: *Gas Lasers*, Ed. M. Endo, R. F. Walter (CRC Press, Taylor & Francis Group, 2007), p. 369.
- [29] А. Н. Ткачев, А. А. Феденев, С. И. Яковленко, *ЖТФ* **75**(4), 60 (2005).
- [30] А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, *Физические процессы в газовых лазерах* (Энергоатомиздат, М., 1985).
- [31] В. А. Гундиенков, С. И. Яковленко, *ЖТФ* **76**(9), 130 (2006).

Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 7 апреля 2008 г.