

# О предельных частотах повторения импульсов ХеF-лазера

В.М.Борисов, А.Ю.Виноходов, В.А.Водчиц, А.В.Ельцов

*Экспериментально исследованы характеристики импульсно-периодического ХеF-лазера, в котором скорость продува газа через разрядный промежуток обеспечивалась равной  $\sim 55$  м/с. Максимальная средняя мощность  $\sim 60$  Вт получена в газовой смеси состава  $F_2:Xe:Ne = 3.2:16:2750$  мбар при частоте повторения импульсов  $\sim 4.5$  кГц. При снижении энергозклада в разряд достигнута максимальная частота следования импульсов  $\sim 5.5$  кГц.*

**Ключевые слова:** электроразрядный ХеF-лазер, средняя мощность генерации, частота повторения импульсов, скорость газового потока, энергозклад в разряд.

## Введение

Впервые электроразрядный ХеF-лазер был создан еще в 1976 г. [1]. По сравнению с другими эксимерными лазерами ХеF-лазер позволяет получить наиболее длинноволновое излучение в УФ диапазоне, а именно в полосах 351.0–351.3 и 353.1–353.4 нм [1, 2]. Проблема достижения высоких частот следования импульсов в эксимерных электроразрядных лазерах, в частности в ХеF-лазере, представляет определенный научный и практический интерес.

Усилия ряда исследовательских групп по достижению высоких частот повторения в KrF-лазерах обусловлены, в первую очередь, эффективным использованием этих лазеров в УФ литографии. Так, в недавних работах [3–5] сообщалось о создании KrF-лазеров с частотой повторения импульсов  $\sim 2$  кГц. В нашей последней работе [6] мы привели результаты исследований факторов, определяющих достижение в KrF-лазере предельной частоты повторения импульсов  $\sim 5$  кГц.

Цель настоящей работы – исследование возможности достижения предельной частоты повторения импульсов в электроразрядном ХеF-лазере, что важно для оценки применения лазеров такого класса в научных экспериментах и технологии.

## 1. Эксперимент

В исследуемом ХеF-лазере была использована компактная газодинамическая система прокачки газа через разрядный объем, описанная нами ранее в [7], в которой электродный ансамбль, диаметральный вентилятор и теплообменник размещались в алюминиевой трубе длиной 760 мм с внутренним диаметром 380 мм. В лазере имелась возможность плавно варьировать скорость прокачки газа от нуля до 55 м/с посредством изменения скорости оборотов диаметрального вентилятора. Фор-

мируемый между профилированными электродами объемный разряд имел размеры  $L \times H \times B = 550 \times 14 \times 2.8$  мм, где  $L$  – длина разряда;  $H$  – межэлектродное расстояние;  $B$  – ширина разряда (размер разряда вдоль направления прокачки газа).

Как и в [6], УФ предыонизация осуществлялась вспомогательным разрядом, скользящим по поверхности сапфировой пластинки, расположенной вблизи области основного разряда. Схема импульсной накачки лазера содержала накопительную емкость  $C_s$ , которая при коммутации ее тиратроном ТГИ-1000/25 заряжала обострительную емкость  $C_p$ , присоединенную с минимальной индуктивностью к разрядным электродам. Емкости  $C_p$  и  $C_s$  набирались из керамических конденсаторов ТДК емкостью 2 и 0.34 нФ соответственно. Емкость  $C_s$  импульсно заряжалась с помощью схемы резонансно-диодной зарядки [8].

Целью первого этапа экспериментов был поиск состава газовой смеси, емкостей  $C_s$  и  $C_p$  и зарядного напряжения, которые обеспечили бы максимальные энергию генерации  $E$  и эффективность лазера  $\eta$  при минимальном относительном среднеквадратичном отклонении  $\sigma$  энергии лазера от среднего значения. Отклонение  $\sigma$  определяет стабильность энергии генерации от импульса к импульсу, что крайне важно при использовании лазера для технологических применений. С другой стороны, отклонение  $\sigma$  достаточно хорошо отражает степень сохранения однородности разряда при различных режимах функционирования лазера [9, 10].

Проведенные эксперименты показали, что для рассматриваемого разрядного объема с размерами  $550 \times 14 \times 2.8$  мм наилучшие лазерные характеристики достигаются на газовой смеси состава  $F_2:Xe:Ne = 3.2:16:2750$  мбар, которая использовалась нами во всех дальнейших экспериментах. Емкости  $C_s = 10$  нФ и  $C_p = 7.8$  нФ оказались оптимальными для достижения максимальных энергии и средней мощности генерации.

На рис. 1 представлены зависимости  $E$ ,  $\eta$  и  $\sigma$  от зарядного напряжения  $U_0$ , полученные при частоте повторения импульсов 100 Гц и указанных выше условиях. Видно, что с ростом  $U_0$  и, соответственно, с ростом энергозклада в разряд ( $C_s U_0^2/2$ ) энергия генерации  $E$  увеличивается,

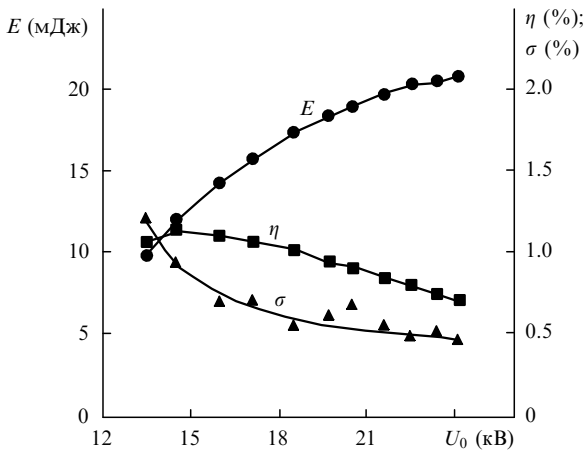


Рис.1. Зависимости энергии генерации ХеF-лазера  $E$ , его эффективности  $\eta$  и относительного среднеквадратичного отклонения энергии генерации лазера  $\sigma$  от зарядного напряжения  $U_0$  при  $C_s = 10$  нФ,  $C_p = 7.8$  нФ.

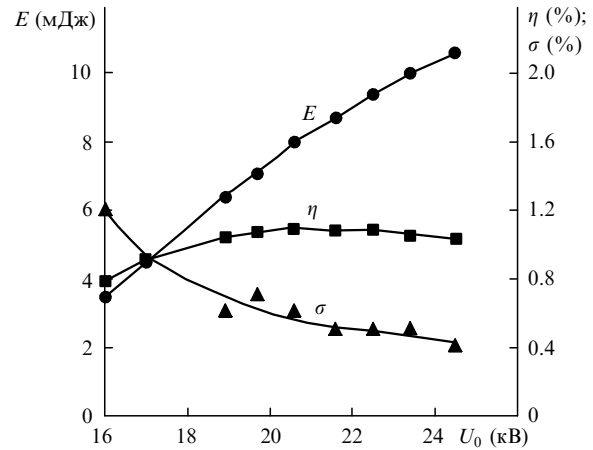


Рис.3. Зависимости энергии генерации ХеF-лазера  $E$ , его эффективности  $\eta$  и относительного среднеквадратичного отклонения энергии генерации лазера  $\sigma$  от зарядного напряжения  $U_0$  при  $C_s = 4.6$  нФ,  $C_p = 3.8$  нФ.

однако эффективность лазера  $\eta$  максимальна при низком зарядном напряжении ( $U_0 = 15$  кВ). При этом, как следует из рис.1, лучшая стабильность энергии генерации, соответствующая низким значениям  $\sigma$ , достигается при высоких значениях  $U_0$ , что объясняется большим перепадом, достигаемым на разрядном промежутке.

На рис.2 показано поведение средней мощности генерации  $P$  и  $\sigma$  с увеличением частоты повторения импульсов  $f$  при  $U_0 = 19.5$  кВ, обеспечивающем достаточно высокую стабильность генерации в случае приемлемой эффективности ХеF-лазера ( $\eta \approx 1\%$ ). Из рис.2 видно, что при  $f < 1$  кГц  $P$  растет линейно с  $f$ , а стабильность энергии генерации от импульса к импульсу остается достаточно высокой ( $\sigma \leq 0.5\%$ ). Однако при  $f > 1$  кГц рост  $P$  отклоняется от линейного закона, а  $\sigma$  монотонно увеличивается. При  $f \geq 4.5$  кГц  $P$  падает, а  $\sigma$  резко возрастает, достигая  $3.7\%$  в случае  $f = 5$  кГц.

Нарушение линейного характера роста  $P$  с ростом  $f$  и увеличение  $\sigma$  при  $f > 1$  кГц можно объяснить следующими факторами:

1. Неполным выносом из зоны разряда «пробки» газа, неоднородно нагретой предыдущим разрядным импульсом [8–10].

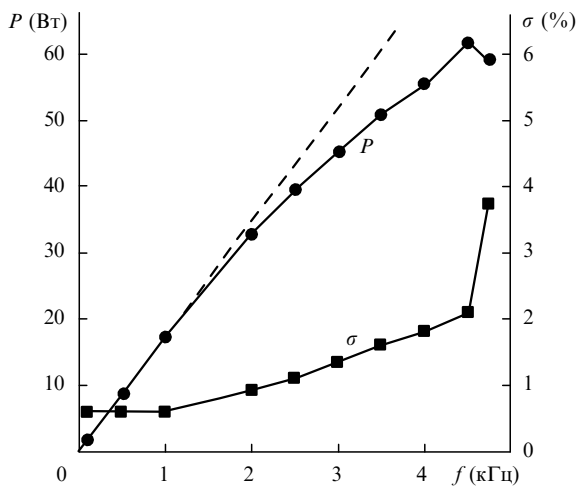


Рис.2. Зависимости средней мощности генерации  $P$  и относительного среднеквадратичного отклонения энергии генерации лазера  $\sigma$  от частоты следования импульсов  $f$  при  $C_s = 10$  нФ,  $C_p = 7.8$  нФ.

2. Влиянием акустических колебаний, возникающих в газодинамическом контуре лазера [8–10], которые при частоте  $f > 1$  кГц уже не успевают существенно затухнуть и обуславливают неоднородное распределение плотности газа в разрядном промежутке к началу очередного разрядного импульса и, соответственно, неоднородный вклад в разряд.

3. Ухудшением характеристик системы питания лазера. Последнее обстоятельство связано с тем, что используемый тиратрон ТГИ-1000/25 работает в режиме, отличном от паспортного, и при  $f > 1$  кГц потери энергии в нем могут возрастать, так что энергия, вкладываемая в разряд, неконтролируемым образом уменьшается. Применение более мощных тиратронов увеличивает время перекачки энергии из  $C_s$  в  $C_p$ , что в наших экспериментах приводит к снижению энергии генерации.

Следует отметить, что если первый фактор довольно легко идентифицировать и устранить посредством увеличения скорости продува газа, то влияние второго и третьего факторов разделить довольно сложно. Однако очевидно, что влияние в первую очередь второго фактора можно ослабить, уменьшив запасаемую в  $C_s$  энергию и, соответственно, энерговклад в разряд, например за счет уменьшения емкостей  $C_s$  и  $C_p$ . На рис.3 приведены зависимости  $E$ ,  $\eta$  и  $\sigma$  от  $U_0$  при  $C_s = 4.6$  нФ и  $C_p = 3.8$  нФ. Из сравнения рис.1 и 3 следует, что снижение энерговклада в разряд  $E_s$  ( $E_s = C_s U_0^2 / 2$ ) естественно уменьшает энергию генерации  $E$ , но не приводит к снижению эффективности генерации  $\eta$ . Максимальное  $\eta \approx 1\%$  достигается в области более высоких значений  $U_0$ .

Кривая 1 на рис.4 показывает зависимость  $\sigma$  от подводимой к разряду энергии при фиксированной частоте повторения импульсов  $f = 3$  кГц. Энерговклад  $E_s$  изменялся варьированием  $C_s$  и  $U_0$  таким образом, чтобы  $\eta$  сохранялось предельно высоким (1%). Видно, что  $\sigma$  остается примерно постоянным (1.8%) при изменении  $E_s$  от 0.8 до 2 Дж. Следовательно, влияние акустических колебаний на  $\sigma$  и, тем самым, на характеристики разряда [8–10] для рассматриваемых энергий  $E_s$  незначительно.

Зависимость  $\sigma$  от скорости потока газа  $V$  при  $E_s = 1.38$  Дж (кривая 2 на рис.4) показывает, что увеличение скорости продува газа  $V$  выше некоторого  $V_a$  для исследуемого  $f$  не приводит к уменьшению  $\sigma$ , т. е. к улучшению однородности разряда ( $V_a \approx 27.5$  м/с для  $f = 3$  кГц).

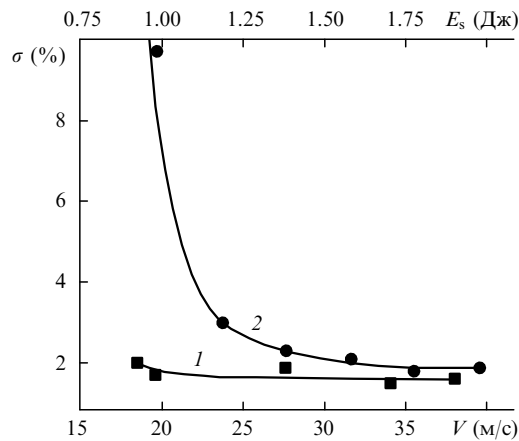


Рис.4. Зависимости относительного среднеквадратичного отклонения энергии генерации  $\sigma$  от подводимой к разряду энергии  $E_s$  (1) и скорости продува газа  $V$  (2).

На рис.5 приведены зависимости  $P$  и  $\sigma$  от  $f$  при пониженных энергозатратах в разряд ( $C_s = 4.6$  нФ,  $C_p = 3.8$  нФ). Из сравнения рис.2 и 5 видно, что снижение энергозатрат в разряд позволяет получить практически линейную зависимость  $P$  от  $f$ ; при этом достигается максимальная частота повторения импульсов  $f \approx 5.5$  кГц. Близость значений  $\sigma$  на рис.2 и 5, а также характер зависимостей  $\sigma$  от  $f$  подтверждают наше предположение о том, что влияние акустических возмущений на лазерные характеристики, вероятно, не столь велико, как влияние фактора, обусловленного ухудшением характеристик схемы накачки при высоких частотах повторения импульсов.

## Заключение

Проведенное исследование позволило определить предельную частоту повторения импульсов в электро-разрядном ХеF-лазере. При частоте повторения импульсов  $f \sim 4.5$  кГц достигнута средняя мощность излучения  $\sim 60$  Вт. Снижение энергозатрат в разряд позволяет получить близкий к линейному рост средней мощности излучения вплоть до  $f \approx 5.5$  кГц при приемлемой нестабильности энергии генерации от импульса к импульсу (менее 2.7%). Насколько нам известно, частота  $f = 5.5$  кГц в компактном ХеF-лазере с замкнутым газодинамическим контуром впервые достигнута в настоящей работе. Слабость акустических колебаний в лазере указывает на то, что применение более эффективных схем накачки с использованием вместо тиратрона полупроводниковых коммутаторов [3–5] позволит продвинуться в область более высоких частот повторения импульсов.

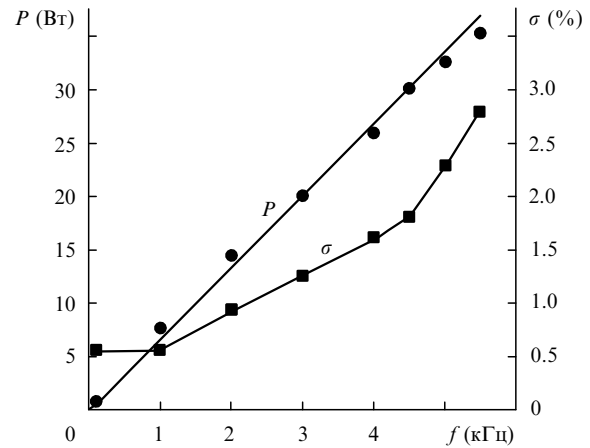


Рис.5. Зависимости средней мощности генерации  $P$  и относительного среднеквадратичного отклонения энергии генерации лазера  $\sigma$  от частоты следования импульсов  $f$  при  $C_s = 4.6$  нФ,  $C_p = 3.8$  нФ.

1. Burnham R., Djeu N. *Appl. Phys. Letts.*, **29**, 707 (1976).
2. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Кирюхин Ю.Б., Степанов Ю.Ю. *Квантовая электроника*, **5**, 2285 (1978).
3. Bragin I., Kluft I., Kleinschmidt K., Osmanov R., Schoeder T., Vogler W., Zschocke W., Basting D. *Proc. SPIE*, **3679**, 1050 (1999).
4. Enami T., Nakano M., Watanabe T., Ohba A., Hori T., Ito T., Nishisaka T., Ssumitani A., Wakabagashi O., Mizoguchi H., Nakarai H., Hisanaga N., Matsunaga T., Tanaka H., Ariga T., Sakanishi S., Okamoto T., Nondomi R., Sazuki T., Takabagashi Y., Tomaru H., Nakao K. *Proc. SPIE*, **3679**, 1025 (1999).
5. Myers D., Watson T.A., Das P.P., Partlo W.N., Hofmann T., Padmabandu G.G., Zambon P., Hysham C., Dunning R. *Proc. SPIE*, **3679**, 114 (1999).
6. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., В.А. Водчиц В.А., Ельцов А.В., Иванов А.С. *Квантовая электроника*, **30**, 783 (2000).
7. Борисов В.М., Борисов А.В., Брагин И.Е., Виноходов А.Ю. *Квантовая электроника*, **22**, 446 (1995).
8. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. *Электроразрядные лазеры на галогенидах инертных газов* (М., Энергоатомиздат, 1988).
9. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В., Бастинг Д., Штамм У., Фосс Ф. *Квантовая электроника*, **25**, 126 (1998).
10. Борисов В.М., Виноходов А.Ю., Водчиц В.А., Ельцов А.В., Бастинг Д., Штамм И., Фосс Ф. *Квантовая электроника*, **25**, 131 (1998).

V.M.Borisov, A.Yu.Vinokhodov, V.F.Vodchits, A.V.El'tzov. On ultimate pulse repetition rates of an XeF laser.

The characteristics of a repetitively pulsed XeF laser in which the velocity of the gas flowing through the discharge gap was  $\sim 55$  m s<sup>-1</sup> were studied experimentally. The maximum power  $\sim 60$  W was realised in the case of the gas mixture F<sub>2</sub> : Xe : Ne = 3.2 : 16 : 2750 mbar and the pulse repetition rate  $\sim 4.5$  kHz. When the energy supply to the discharge was lowered, the maximum pulse repetition rate  $\sim 5.5$  kHz was achieved.