

# Мощный источник спонтанного излучения в УФ области спектра: режимы возбуждения

Е.Х.Бакшт, М.И.Ломаев, А.Н.Панченко, Д.В.Рыбка,  
В.Ф.Тарасенко, М.Кришнан, Дж.Томпсон

*Проведены исследования различных режимов возбуждения разряда в импульсной ксеноновой лампе. Показано, что при переходе от колебательного режима протекания тока разряда к режиму однополярного импульса мощность излучения в УФ области возрастает, а длительность импульса излучения на полувысоте уменьшается. Максимальная плотность мощности УФ излучения разряда, ограниченного стенками колбы лампы, составила  $\sim 700$  кВт/см<sup>2</sup> на внутренней поверхности колбы и  $\sim 380$  кВт/см<sup>2</sup> на внешней.*

**Ключевые слова:** импульсная ксеноновая лампа, источник УФ излучения, режим возбуждения газового разряда.

## 1. Введение

На протяжении двадцати с лишним лет периодически предпринимаются попытки создать эффективный источник излучения для управления высоковольтным коммутатором на основе кристалла алмаза [1–3]. Показана возможность управления данным коммутатором с помощью электронного пучка [4] и лазера УФ диапазона [5]. Однако электронный ускоритель и лазер имеют слишком сложную конструкцию и высокую стоимость для применения их в промышленных коммутаторах. В связи с этим необходимо создание мощного и недорогого источника импульсного УФ излучения, предназначенного для управления коммутатором на основе алмаза [6, 7]. При этом нужно, чтобы большая часть излучения приходилась на УФ область спектра (диапазон длин волн  $\lambda \leq 225$  нм соответствует полосе фундаментального поглощения кристалла алмаза, а диапазон  $\lambda > 225$  нм – поглощению на примесях [8, 9]) и импульс излучения имел длительность порядка единиц микросекунд. Перспективными источниками излучения в этой области спектра являются импульсные лампы с разрядом в инертных газах [10]. В качестве источников УФ излучения эти лампы используются, например, для накачки лазеров на органических красителях. Разряд в ксеноне по сравнению с разрядом в других инертных газах имеет наибольший градиент потенциала и наименьшее падение напряжения в приэлектродных областях, поэтому его использование наиболее выгодно с точки зрения эффективности работы лампы [11].

Цель настоящей работы – найти режимы разряда в ксеноне, при которых удастся увеличить мощность и плотность мощности излучения в области 200–400 нм при длительности импульса излучения несколько микросекунд.

Е.Х.Бакшт, М.И.Ломаев, А.Н.Панченко, Д.В.Рыбка, В.Ф.Тарасенко. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru  
M.Krishnan, J.Thompson. Alameda Applied Sciences Corporation, CA 94577 San Leandro, USA

Поступила в редакцию 18 апреля 2005 г.

## 2. Экспериментальная установка и методика эксперимента

Для формирования разряда в ксеноне использовался импульсный генератор, электрическая схема которого приведена на рис.1. Подобный генератор применялся ранее для накачки различных лазеров и подробно описан в [12]. В ходе экспериментов использовались три режима работы генератора. В режиме 1 генератор работал с отключенными SOS-диодами (традиционная электрическая схема LC-генератора, состоящая из включенных последовательно накопительного конденсатора  $C_0$ , коммутатора тригatronного типа  $K_0$ , индуктивности соединительного разрядного контура и импульсной лампы). Режим 2 отличался от режима 1 тем, что параллельно лампе подключались SOS-диоды (до 24 штук; SOS – semiconductor opening switch). В режиме 3 через SOS-диоды предварительно пропускался ток разряда дополнительного конденсатора  $C_1$  в прямом направлении (блок прямой накачки SOS-диодов на рис.1 обведен штриховой линией), а затем, после включения коммутатора  $K_0$ , – в обратном направлении, что приводило к обрыву тока в SOS-диоде и формированию высоковольтного импульса напряжения [13]. При этом происходил пробой разрядного про-

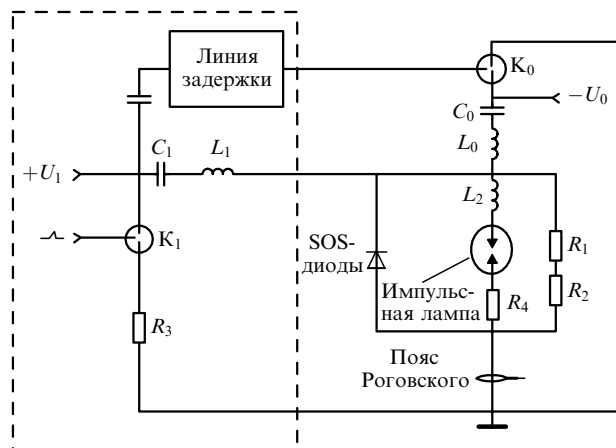


Рис.1. Электрическая схема экспериментальной установки.

межэлектродного зазора лампы и переключение на него тока, протекающего через SOS-диоды.

В экспериментах, проводимых при различных режимах ввода энергии в разряд, емкости конденсаторов были следующими:  $C_0 = 260 - 376$  нФ,  $C_1 = 34 - 110$  нФ, а напряжения их зарядки  $-U_0 = 0 - 30$  кВ,  $U_1 = 0 - 35$  кВ. В генераторе применялись SOS-диоды с обратным напряжением до 50 кВ и током обрыва до 2 кА.

В экспериментах по сравнению характеристик свободно расширяющегося разряда и разряда, ограниченно-го стенками колбы, для возбуждения лампы использовался LC-генератор с накопительной емкостью 165, 266, 376 или 1376 нФ и напряжением зарядки до 35 кВ.

Использовалась импульсная лампа, заполненная ксеноном при давлении  $p = 50 - 1000$  Тор. Межэлектродное расстояние изменялось в диапазоне 2–23 мм. Цилиндрическая колба с внутренним диаметром 20 мм была выполнена из кварца с пропусканием излучения в спектральной области 200–400 нм не менее 85%. В экспериментах с разрядом, ограниченным стенками колбы лампы, применялась аналогичная колба с внутренним диаметром 3 мм.

Система регистрации оптических характеристик включала в себя спектрометр ЕРР2000С-25 с фотоприемником на основе ССD-линейки (диапазон регистрации 200–850 нм) и коаксиальный фотоэлемент ФЭК-22СПУ (диапазон чувствительности 200–650 нм). Свечение разряда фотографировалось ССD-камерой SensiCam [7]. Импульсы тока разряда и напряжения на электродах лампы регистрировались токовым шунтом  $R_4$ , поясом Роговского и омическим делителем напряжения  $R_1, R_2$ , сигналы с которых подавались на осциллограф Tektronix TDS-224.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В ходе экспериментов исследовались различные режимы ввода энергии в разряд, а также режимы свободно-го расширения разряда и разряда, ограниченного стенками кварцевой колбы.

Предварительно была проведена оптимизация межэлектродного зазора и давления ксенона в лампе. Зависимости пиковой энергетической силы света и погонной пиковой энергетической силы света от величины зазора представлены на рис.2. При этом давление ксенона составляло 400–600 Тор (в зависимости от величины межэлектродного зазора) и подбиралось таким, чтобы при данной величине зазора выход УФ излучения был максимальным. Исследования показали, что с уменьшением межэлектродного зазора от 4 до 2 мм увеличивается доля УФ излучения в спектре, но резко падает пиковая энергетическая сила света (рис.2). С увеличением зазора свыше 4 мм уменьшается составляющая спектра с  $\lambda \leq 250$  нм, которая наиболее эффективно поглощается кристаллом алмаза, т. е. спектральный КПД в этой области длин волн уменьшается (рис.3). Во всех последующих экспериментах оптимальный межэлектродный зазор был равен 4 мм.

Рабочее давление ксенона в лампе было выбрано исходя из следующих соображений: при изменении давления от 50 до 100–300 Тор пиковая мощность излучения разряда растет, а при давлениях  $p > 300$  Тор ее рост практически прекращается, хотя энерговыход в разряд и энергия излучения продолжают увеличиваться. Вместе с тем при давлениях порядка атмосферного и больших

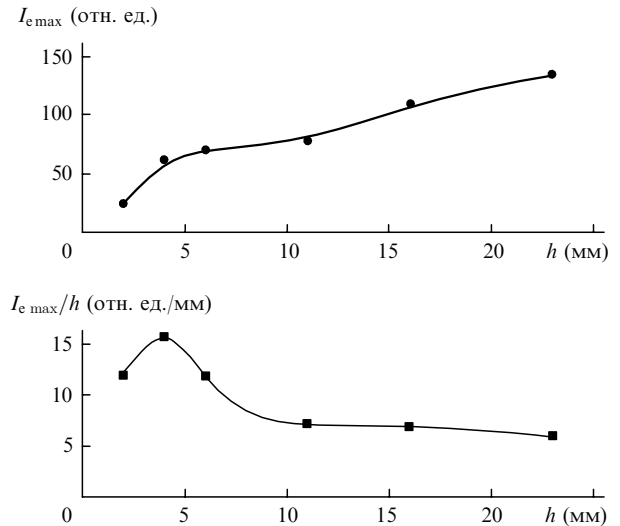


Рис.2. Зависимости пиковой энергетической силы света  $I_{e \max}$  и погонной пиковой энергетической силы света  $I_{e \max}/h$  ксеноновой импульсной лампы в диапазоне длин волн 200–850 нм от величины межэлектродного зазора  $h$  для режима 1 при  $C_0 = 233$  нФ,  $U_0 = 15$  кВ.

энерговыкладах в процессе работы разрушалась кварцевая колба лампы. Поэтому было выбрано рабочее давление  $p = 550$  Тор, позволяющее работать при достаточно больших энергиях излучения и получать большие пиковые мощности.

При исследовании режимов ввода энергии в разряд регистрировались ток разряда, напряжение на электродах, мощность и спектр излучения разряда, а также с помощью ССD-камеры фотографировалось свечение разряда в разные моменты времени. На рис.4 представлены осциллограммы тока и временные зависимости энергетической силы света разряда в ксеноне при различных напряжениях для режимов 1 и 3 работы генератора. Кривые 1 и 2 на рис.4 соответствуют колебательному режиму протекания тока разряда, а кривые 3 и 4 – режиму однополярного импульса тока.

Видно, что при однополярном импульсе тока разряда мощность излучения и пропорциональная ей энергетическая сила света лампы возрастают, а длительность импульса излучения на полувысоте уменьшается. Еще большее увеличение мощности было получено при использо-

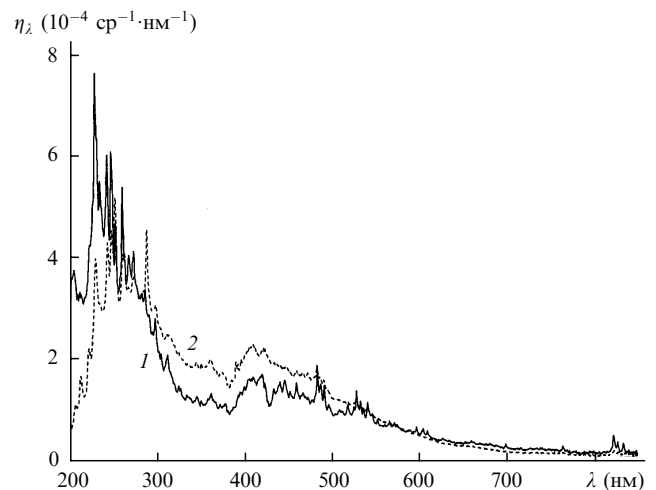


Рис.3. Спектральный КПД ксеноновой лампы  $\eta_\lambda$  для величины межэлектродного зазора  $h = 4$  (1) и 23 мм (2).

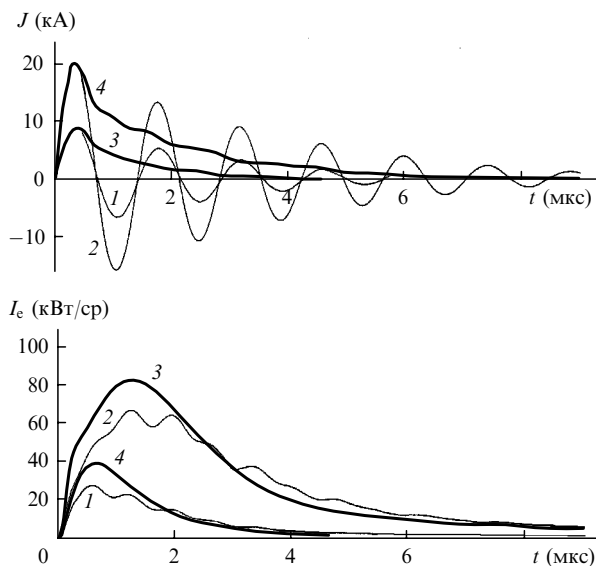


Рис.4. Ток разряда  $J$  и энергетическая сила света  $I_e$  ксеноновой импульсной лампы в диапазоне длин волн 200–850 нм для режимов 1 (1, 2) и 3 (3, 4) при  $C_1 = 34$  нФ,  $U_1 = 15$  кВ (3, 4),  $U_0 = 9.5$  (1, 3) и 24 кВ (2, 4),  $C_0 = 260$  нФ,  $L_2 = 170$  нГн.

вании режима 2 работы импульсного генератора, т. к. в этом режиме отсутствуют потери в SOS-диодах на стадиях прямой накачки и обрыва тока.

В отличие от режима 1 ( $LC$ -генератор) для режимов 2 и 3 в процессе разряда конденсатора  $C_0$  при изменении полярности напряжения на SOS-диодах с обратной на прямую диоды через лампу шунтировали индуктивность  $L_2$ . Следует отметить, что в момент изменения полярности напряжения на диодах ток достигал значения, близкого к максимальному, т. к. активное сопротивление контура коммутатор  $K_0$  – накопительный конденсатор  $C_0$  – импульсная лампа было уже много меньше его волнового сопротивления. Индуктивность  $L_2$  начинала отдавать запасенную к этому моменту времени энергию по вновь образованному контуру  $L_2$  – SOS-диоды – импульсная лампа. Ток разряда индуктивности  $L_2$  в этом контуре уменьшался по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\tau \sim L_2/R_a$ , где  $R_a$  – активное сопротивление контура. В то же время ток разряда конденсатора  $C_0$  через сборку SOS-диоды – импульсная лампа, измеряемый поясом Роговского (рис.1), представлял собой затухающие колебания.

Увеличение пиковой мощности излучения импульсной лампы при возбуждении от генератора в режимах 2 и 3 по сравнению с режимом 1 можно объяснить отсутствием пульсаций выделяемой в разряде электрической мощности (мощности возбуждения). При возбуждении лампы от генератора в режиме 1 ( $LC$ -генератор) изменение тока разряда во времени имеет колебательный характер – появляется неизбежная пульсация мощности возбуждения. С уменьшением этой мощности до нуля плазма разряда интенсивно охлаждается. Это, в свою очередь, приводит к пульсациям мощности излучения (рис.4, кривые 1, 2). С увеличением напряжения  $U_0$  происходит перераспределение мощности между пиками импульса излучения (возрастает пик, соответствующий второму полупериоду тока). В режимах 2 и 3 ток протекает через лампу в одном направлении и, в отличие от режима 1, почти отсутствует пульсация подводимой к разряду мощности. Это приводит к увеличению пиковой мощно-

сти и уменьшению длительности импульса излучения на полувысоте по сравнению с таковыми в режиме 1.

Отличие режима 2 от режима 3 заключалось в отсутствии короткого высоковольтного импульса, который формируется при обрыве тока в SOS-диодах и позволяет зажигать разряд в лампе при высоких давлениях и большом межэлектродном зазоре. Отметим, что зарядное напряжение конденсатора  $C_0$  было достаточным для стабильного пробоя ксенона в лампе при использовании режима 2. В режиме 3 появляется также дополнительная возможность менять величину тока  $J_{sw}$ , переключаемого с SOS-диодов на лампу (рис.5), за счет изменения тока обрыва. Увеличение переключаемого тока позволяет увеличивать на начальном этапе выделяемую в разряде мощность.

На рис.5 изображена характерная осциллограмма тока через лампу при работе генератора в режиме 3. Попытки уменьшения отношения  $J_{max}/J_{sw}$  (рис.5) привели в этом случае к уменьшению пиковой энергетической силы света лампы по сравнению с работой генератора в режиме 2. Это хорошо видно на рис.6, где представлены результаты экспериментов по измерению зависимости пиковой энергетической силы света лампы  $I_{e,max}$  в диапазоне длин волн 200–850 нм от энергии  $W_0$ , запасенной в генераторе. Точки, соответствующие работе генератора в режиме 2, хорошо аппроксимируются прямой  $I_{e,max} \sim W_0^{0.5} = (C_0 U_0^2/2)^{0.5}$  (рис.6, штриховая кривая). Аналогичная эмпирическая зависимость имеет место для пиковой силы света [14]. Уменьшение отношения  $J_{max}/J_{sw}$  с 1.92 до 1.1 осуществлялось за счет уменьшения напряжения  $U_0$  с 30 кВ до нуля (напряжение  $U_1$  оставалось равным 35 кВ). Увеличение  $U_0$  приводит к тому, что возрастает отношение  $J_{max}/J_{sw}$ , уменьшаются относительные потери энергии в SOS-диодах [13] (по отношению к запасенной в генераторе энергии) и пиковые мощности излучения лампы в режимах 3 и 2 становятся равными при одинаковой запасенной энергии.

При  $U_0 = 30$  кВ (режим 2) энергия излучения в диапазоне длин волн 200–400 нм достигает  $\sim 2$  Дж. Следует отметить, что увеличение пиковой мощности излучения для режимов 2 и 3 по сравнению с режимом 1 происходит при примерно одинаковых энергиях импульса излучения.

Исследовалась также работа импульсной лампы в режиме свободно расширяющегося разряда и в режиме разряда, ограниченного стенками колбы, при возбуждении лампы от традиционного  $LC$ -генератора. Для свободно расширяющегося разряда можно оценить плотность мощности излучения в момент, соответствующий максимальной энергетической силе света разряда.

Характерным радиусом токового канала может служить его радиус  $r'_c$  в момент времени  $t_1 = 2.6(LC)^{0.5}$ , соответствующий прекращению выделения основной доли

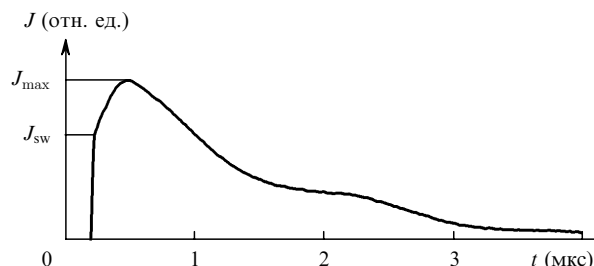


Рис.5. Осциллограмма тока  $J$  через лампу при работе генератора в режиме 3.

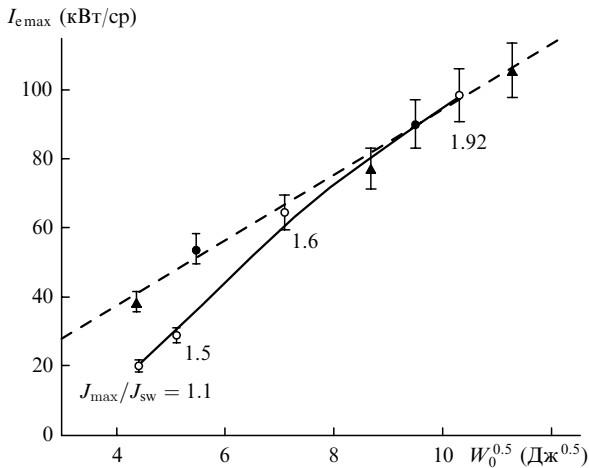


Рис.6. Зависимости пиковой энергетической силы света лампы  $I_{e \max}$  в диапазоне длин волн 200–850 нм от величины  $W_0^{0.5}$  для режима 3 при  $C_0 = 266$  нФ,  $C_1 = 110$  нФ (○) и для режима 2 при  $C_0 = 266$  нФ (●) и 376 нФ (▲).

энергии в разряде [14]. Нас интересуют режимы с высокой скоростью поступления энергии в плазму, позволяющие получать высокую яркостную температуру плазмы и большую излучаемую мощность. В таких режимах всегда существует значительное запаздывание максимума излучаемой мощности относительно максимума вводимой в разряд мощности [14], и оценка времени достижения максимума излучаемой мощности  $t_{\max} \geq 2.6(LC)^{0.5}$  является справедливой.

В то же время радиус токового канала в момент времени  $t_2 \sim (4-5)(LC)^{0.5}$  можно оценить, используя эмпирическое соотношение [14]

$$r_c = 0.065(CU^2/2)^{0.4}. \quad (1)$$

Оно также справедливо для широкого диапазона условий протекания разряда и хорошо согласуется с полученными нами экспериментальными данными. Зависимость  $r'_c$  от энергии оказывается подобной зависимости (1) [14]. Из экспериментальных данных следует, что  $r_c \approx 1.5r'_c$  [7].

Как указывалось выше, для широкого диапазона условий протекания разряда можно считать, что пиковая мощность излучения лампы  $P_{\max}$  в области длин волн 200–400 нм изменяется пропорционально корню квадратному из запасенной энергии:  $P_{\max} \sim I_{e \max} \sim W_0^{0.5} = (C_0 U_0^2/2)^{0.5}$ , независимо от того, какая из величин –  $C_0$  или  $U_0$ , является переменной. Эта зависимость изображена на рис.7 (кривая 1), где по оси абсцисс отложена энергия  $W_0$ , запасенная в генераторе возбуждения.

Полученная в эксперименте максимальная плотность мощности в диапазоне длин волн 200–400 нм, по нашим оценкам, составила  $\sim 110$  кВт/см<sup>2</sup> на внутренней поверхности колбы и  $\sim 80$  кВт/см<sup>2</sup> на ее внешней поверхности, а энергетическая сила света была равна  $\sim 110$  кВт/ср при запасенной энергии 615 Дж. В качестве оценки плотности мощности использовалась величина  $P_{\max}/S_1$ , где  $S_1$  – площадь сферы с диаметром, равным внутреннему или внешнему диаметру колбы (заметим, что в момент достижения максимальной мощности излучения плазма разряда имела форму, близкую к сферической).

Попытаемся оценить плотность мощности излучения в диапазоне длин волн 200–400 нм на поверхности токового канала для различных значений запасенной энергии в момент достижения максимальной мощности. По-

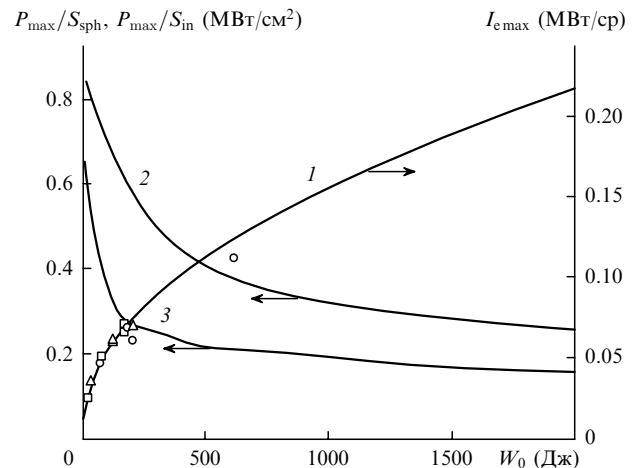


Рис.7. Зависимость пиковой энергетической силы света  $I_{e \max}$  свободно расширяющегося разряда (1) от запасенной в генераторе энергии  $W_0$  и оценка плотности мощности излучения на поверхности плазмы разряда  $P_{\max}/S_{sph}$  (2) и на внутренней поверхности колбы свободно расширяющегося разряда  $P_{\max}/S_{in}$  (3) в момент достижения максимальной мощности излучения. Диапазон длин волн 200–400 нм,  $C_0 = 266$  нФ (▲), 376 нФ (□) и 1367 нФ (○).

скольку известна эмпирическая зависимость радиуса канала от запасенной энергии (1) и  $r'_c = r_c/1.5$ , то в качестве оценки плотности мощности можно использовать величину  $P_{\max}/S_{sph}$ , где  $S_{sph} = 4\pi r_c'^2 = 4\pi(r_c/1.5)^2$  – площадь сферы радиусом  $r'_c$ . Такая оценка справедлива, т. к. в момент достижения максимальной мощности реальная площадь поверхности плазмы  $S_{pl} > S_{sph}$ , и, следовательно,  $P_{\max}/S_{pl} \leq P_{\max}/S_{sph}$ . Результаты оценки представлены на рис.7 (кривая 2). При расчете ординаты точки, соответствующей энергии 16 Дж, площадь сферы  $S_{sph}$  заменена на площадь цилиндра  $S_{cil} = 2\pi l r_c' + 2\pi r_c'^2$ , где  $l$  – расстояние между электродами, т. к. в момент достижения максимума излучаемой мощности плазма разряда имела форму, близкую к цилиндрической (это видно на фотографии разряда, сделанной CCD-камерой [7]).

Очевидно, что для свободно расширяющегося разряда плотность мощности на поверхности плазмы разряда (при максимальной излучаемой мощности) лежит ниже полученной кривой и уменьшается с ростом запасенной в генераторе энергии. Вместе с тем максимальная плотность мощности излучения на поверхности плазмы, как и максимальная яркость разряда, достигается раньше, чем максимальная энергетическая сила света разряда (рис.8). Здесь в качестве оценки плотности мощности излучения на поверхности плазмы используется величина  $P_{uv}/S_{pl}$ , где  $P_{uv}$  – мощность УФ излучения разряда, а площадь поверхности плазмы разряда  $S_{pl}$  рассчитана по фотографии разряда, снятым CCD-камерой. Диаметр токового канала в момент достижения максимальной яркости составляет  $\sim 1.3$  мм. Оценки плотности мощности излучения и яркости становятся справедливыми через 200 нс после зажигания разряда (снятые CCD-камерой фотографии разряда в ксеноне показали, что практически всегда происходил многоканальный пробой разрядного промежутка; в дальнейшем отдельные каналы расширились и уже через  $\sim 200$  нс сливались в один [7]). Максимальная плотность мощности УФ излучения на поверхности плазмы разряда была равна  $\sim 1.3$  МВт/см<sup>2</sup>, а максимальная яркость разряда в УФ диапазоне спектра составила  $\sim 0.37$  МВт·ср<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>.

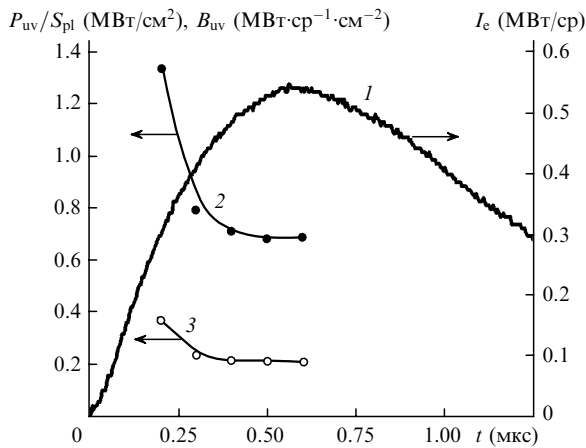


Рис.8. Временные зависимости энергетической силы света  $I_e$  (1), плотности мощности УФ излучения на поверхности плазмы  $P_{uv}/S_{pl}$  (2) и яркости свободно расширяющегося разряда  $B_{uv}$  (3). Диапазон длин волн 200–400 нм,  $C_0 = 233$  нФ,  $U_0 = 20$  кВ.

По достижении критического диаметра токового канала  $d_{cr}$  на расширение канала начинают оказывать влияние стенки колбы лампы. Этот диаметр связан с внутренним диаметром колбы  $d_{in}$  соотношением  $d_{cr} = 0.7d_{in}^{1.15}$  [15]. Подставив вместо  $d_{cr}$  величину  $2r'_c \leq d_{cr}$ , можно оценить плотность мощности излучения на внутренней поверхности колбы для свободно расширяющегося разряда величиной  $P_{max}/S_{in}$ , где  $S_{in}$  – площадь поверхности сферы диаметром  $d_{in}$ . Результаты этой оценки приведены на рис.7 (кривая 3).

При использовании ограниченного стенками колбы разряда с крутым передним фронтом импульса излучения [16], можно получить более высокие плотности мощности на внутренней (а также на внешней) поверхности колбы лампы. На рис.9 приведены результаты оценки максимальной плотности мощности излучения на внутренней поверхности колбы (диапазон длин волн 200–400 нм). В качестве оценки использовалась величина  $P_1/S_2$ , где  $P_1$  – мощность излучения разряда в момент достижения максимума плотности мощности излучения;  $S_2$  – площадь поверхности цилиндра с высотой, равной высоте плазменного столба разряда в этот же момент времени, и с диаметром, равным внутреннему диаметру колбы. Длительность фронта импульса излучения была меньше 1 мкс. Зависимость плотности мощности излучения от запасенной энергии имеет максимум (рис.9). Умень-

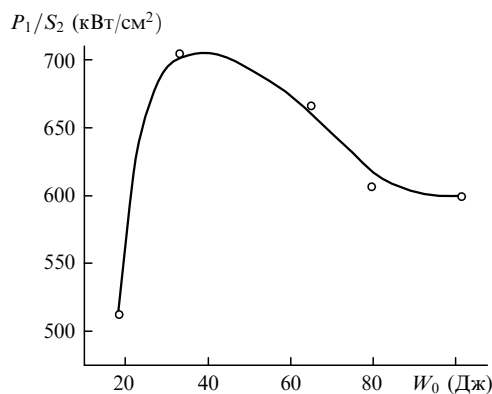


Рис.9. Зависимость максимальной плотности мощности излучения разряда на внутренней поверхности колбы от энергии, запасенной в генераторе. Диапазон длин волн 200–400 нм, внутренний диаметр колбы лампы 3 мм,  $C_0 = 165$  нФ.

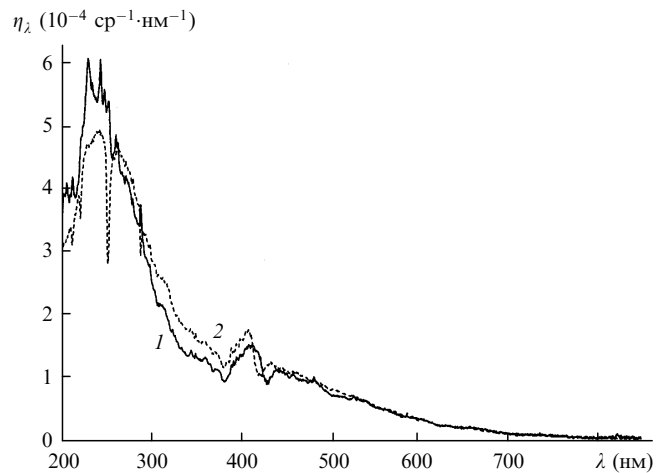


Рис.10. Спектральный КПД ксеноновой лампы  $\eta_\lambda$  при запасенной в генераторе энергии  $W_0 = 33$  (1) и 101 Дж (2). Внутренний диаметр колбы лампы 3 мм,  $C_0 = 165$  нФ.

шение плотности мощности после достижения максимума обусловлено обратимой непрозрачностью кварцевых стенок колбы [17] (рис.10). Максимальная плотность мощности УФ излучения на внутренней поверхности колбы лампы составила  $\sim 700$  кВт/см<sup>2</sup>, а на внешней поверхности она была равна  $\sim 380$  кВт/см<sup>2</sup>.

Очевидно, что для создания высокой проводимости в коммутаторе на основе алмаза необходимо обеспечить как можно большую плотность мощности УФ излучения на поверхности коммутатора.

Для режима свободного расширения разряда с увеличением запасаемой энергии излучаемая мощность растет, а плотность мощности на поверхности лампы падает (рис.7), т. к. с ростом энергии увеличивается и минимально возможный диаметр колбы лампы. Поэтому для эффективного использования излучения лампы, работающей в таком режиме, надо применять оптическую систему, фокусирующую излучение на поверхности коммутатора, и добиваться необходимой плотности мощности излучения за счет увеличения энергии, запасаемой в генераторе возбуждения.

Для получения ограниченного стенками колбы лампы разряда с крутым передним фронтом импульса излучения может оказаться достаточным размещение коммутатора в непосредственной близости от кварцевой колбы. Кроме того, лампу с таким разрядом можно применять и для других приложений, например для возбуждения активной среды в лазерах на органических красителях.

#### 4. Заключение

Таким образом, в данной работе исследованы спектральные, энергетические и временные характеристики импульсного разряда в ксеноне при использовании трех режимов ввода энергии в разряд и проведено сравнение этих режимов. Показано, что при переходе от колебательного режима протекания тока разряда к режиму однополярного импульса тока мощность источника излучения возрастает, а длительность импульса на полувысоте уменьшается.

Проведено сравнение режимов свободно расширяющегося разряда и разряда, ограниченного стенками колбы. Показано, что для создания высокой проводимости

в коммутаторе на основе алмаза с помощью режима свободного расширения разряда необходимо использовать оптическую фокусирующую систему. Максимальная плотность мощности УФ излучения на поверхности плазмы свободно расширяющегося разряда составила  $\sim 1.3$  МВт/см<sup>2</sup>, а максимальная яркость разряда в УФ диапазоне спектра была равна  $\sim 0.37$  МВт·ср<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>. Для разряда с крутым передним фронтом импульса излучения (менее 1 мкс), ограниченного стенками колбы, получена максимальная плотность мощности УФ излучения на внутренней поверхности колбы  $\sim 700$  кВт/см<sup>2</sup>, на внешней поверхности колбы она составила  $\sim 380$  кВт/см<sup>2</sup>.

Настоящая работа проведена при финансовой поддержке фонда CRDF (проект № RP2-538-TO-02).

1. Bharadwaj P.K., Code R.F., van Driel H.M., Walentynowicz E. *Appl. Phys. Lett.*, **43** (2), 207 (1983).
2. Ho P.-T., Lee C.H., Stephenson J.C., Cavanagh R.R. *Opt. Commun.*, **46**, 202 (1983).
3. Gilinski J., Gu X.-J., Code R.F., van Driel H.M. *Appl. Phys. Lett.*, **45** (3), 260 (1984).
4. Krishnan M., Xu X., Schein J., Qi N., Prasad R., Gensler S. *Proc. XII IEEE Pulsed Power Conf.* (Monterey, CA, USA, 1999, p. 1222).
5. Липатов Е.И., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Шейн Дж., Кришнан М. *Квантовая электроника*, **31** (12), 1115 (2001).
6. Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф., Липатов Е.И., Кришнан М., Томпсон Дж., Раркс Д. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **47** (1), 81 (2004).
7. Рыбка Д.В., Бакшт Е.Х., Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф., Кришнан М., Томпсон Дж. *ЖТФ*, **75** (2), 131 (2005).
8. Field J.E. *The Properties of Diamond* (London: Acad. Press, 1979).
9. Бокий Г.Б., Безруков Г.Н., Клюев Ю.А., Налетов А.М., Непша В.И. *Природные и синтетические алмазы* (М.: Наука, 1986).
10. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том IV.* Под ред. В.Е.Фортгова (М.: Наука, 2000).
11. Рохлин Г.Н. *Разрядные источники света* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
12. Бакшт Е.Х., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **30** (6), 506 (2000).
13. Рукин С.Н. *Приборы и техника эксперимента*, № 4, 5 (1999).
14. *Импульсные источники света.* Под ред. И.С.Маршака (М.: Энергия, 1978).
15. Dishington R.H., Hook W.R., Hilberg R.P. *App. Opt.*, **13** (10), 2300 (1974).
16. *Радиационная плазмодинамика. Т. I.* Под ред. Ю.С.Протасова. (М.: Энергоатомиздат, 1991).
17. Басов Ю.Г. *Источники накачки микросекундных лазеров* (М.: Энергоатомиздат, 1990).