

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

**С.Г. Дамбраускас, В.В. Иванов, К.С.Клоповский,  
Е.А.Крылова, Т.В. Рахимова, В.Б. Саенко**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ  
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ИСТОЧНИКА  
ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНИЦИИРУЕМОГО  
МАТРИЦЕЙ МИКРОРАЗРЯДОВ.**

**Препринт НИИЯФ МГУ - 2002 –16/700**

**S.G.Dambrauskas, V.V.Ivanov, K.S.Klopovsky, E.A.Krylova,  
T.V.Rakhimova, V.B.Saenko**

## **The investigation of processes determined the efficiency of large aperture VUV source initiated by microdischarge matrix.**

### Abstract

The experimental and theoretical results on study of processes of generation of a vacuum ultraviolet radiation (VUV) with usage of a matrix of microdischarges are introduced in this article. The original construction of multislit electrode structure is proposed. It is based on a combined discharge construction, at which one the high-current discharge of short duration is induced by a barrier discharge. The theoretical model of a designed VUV source of radiating is created. The numerical methods investigate dependences of power performance of a considered source VUV from magnitude of a reduced electrical field in plasma, working mixture gases pressure and its composition. It's tendered evidence that suggested methods of a discharge is suitable for creation of UV lamps with counting rate about  $10^{18}$  photon /  $\text{cm}^2$  with high power performance.

The investigation is executed by support RFBR (grants № 00-15-96554, № 02-02-08069).

**С. Г. Дамбраускас, В. В. Иванов, К. С. Клоповский, Е. А. Крылова,  
Т. В. Рахимова, В. Б. Саенко**

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ИСТОЧНИКА ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНИЦИИРУЕМОГО МАТРИЦЕЙ МИКРОРАЗЯДОВ.**

### Аннотация

В данной работе представлены экспериментальные и теоретические результаты по исследованию процессов генерации вакуумного ультрафиолетового излучения с использованием матрицы микроразрядов. Предложена оригинальная конструкция многоззорной электродной структуры и реализована схема организации комбинированного (двойного) разряда, при которой сильноточный разряд короткой длительности инициируется барьерным разрядом. Создана теоретическая модель разработанного источника ВУФ излучения. Численными методами исследована зависимость энергетической эффективности рассматриваемого источника ВУФ от величины приведенного электрического поля в плазме газового разряда, давления рабочей смеси газов и ее состава. Показано, что предлагаемый способ организации излучающего разряда пригоден для создания источников ультрафиолетового излучения с интенсивностью излучения порядка  $10^{18}$  фотонов/ $\text{cm}^2$  с высокой энергетической эффективностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-15-96554, № 02-02-08069).

## **Введение.**

В современной науке, медицине и технологии стремительно расширяется круг фундаментальных научных и практических задач, требующих максимально ярких и спектрально чистых источников вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения высокой интенсивности.

Интенсивные источники УФ и ВУФ излучения широко используются в микроэлектронике (фотостимулированное окисление и травление, очистка поверхности), в фотостимулированных процессах осаждения, в процессах очистки воды. Интенсивные источники с заданным спектральным составом могут возбуждать люминесцирующие вещества в осветительных приборах. Известно также широкое использование в медицинской практике источников ВУФ излучения при сухой стерилизации используемых материалов. В основном источниками ВУФ излучения являются газоразрядные устройства.

По этой причине большое внимание уделяется исследованию разрядов, которые могут стать потенциальными источниками интенсивного некогерентного ВУФ излучения. Специфические требования к источникам ВУФ излучения, которые используются в этой области, следующие: 1) высокая интенсивность для обеспечения высокой скорости иницируемых процессов, 2) однородность излучения по всей засвечиваемой области, 3) возможно большая площадь однородной засветки. Выполнение этих требований определяет конкурентоспособность источников УФ излучения в практических применениях.

Наиболее перспективной средой для создания высокоинтенсивных источников когерентного (экцимерные лазеры) и некогерентного ВУФ излучения является газоразрядная плазма инертных газов. При горении электрического разряда в плазме инертных газов происходит интенсивное возбуждение электронных (резонансных и метастабильных) уровней атомов и последующая конверсия возбужденных атомов в экцимерные молекулы. По этой причине излучение газоразрядной плазмы инертных газов состоит из узких атомарных линий и широких димерных полос излучения. В этом смысле можно говорить о спектральной "чистоте" излучения т.к. спектр излучения определяется природой инертного газа. Это обстоятельство открывает возможность управления спектром излучения. При варьировании давления и состава среды появляется возможность подобрать требуемую для каждого конкретного фотопроцесса выделенную длину волны излучения.

Отметим однако, что, несмотря на обширные исследования газоразрядной плазмы инертных газов, проведенные при создании экцимерных лазеров [1], проблема создания высокоэффективного и технологичного источника некогерентного излучения далека от своего решения. В первую очередь это связано с тем, что применение апробированных способов возбуждения экцимерных лазеров, т.е. мощных импульсных электроразрядных воздействий на среду, не всегда эффективны для решения проблемы создания эффективного источника УФ и ВУФ излучения. Из имеющихся простейших моделей следует, что такие параметры (высокие давления, большая мощность возбуждения) не являются оптимальными для трансформации электрической энергии в ВУФ излучение. Действительно, в таких системах за счет высоких концентраций возбужденных атомов и экцимерных молекул возникают большие потери на ступенчатое возбуждение и ступенчатую ионизацию, удары второго рода, фотоионизацию, нагрев газа и т.д. [1]. Время существова-

ния плазмы в таких системах было крайне мало из-за развития различного рода неустойчивостей.

За последние годы появились источники ВУФ излучения на основе других типов разрядов (например, открытый разряд, барьерный разряд и т.д.) [2-8], которые по условиям своего функционирования кардинально отличаются от исследованных ранее. Источники излучения на основе этих разрядов обладают высокой степенью неравновесности электронов, что позволяет получать более высокую эффективность (КПД) генерации УФ и ВУФ излучения.

Относительно недавно опубликованы результаты исследований источников ВУФ излучения в импульсном барьерном и распределенном секционированном разрядах [8,9]. Была продемонстрирована возможность эффективного преобразования электрической энергии разряда в энергию излучения ВУФ диапазона.

Как правило, для осуществления барьерного разряда используется два электрода, помещенных в слой диэлектрика. На электроды подается напряжение, достаточное для пробоя разрядного промежутка. Барьерный разряд может развиваться по таунсендовскому или стримерному механизму. Стримерный канал возникает из лавины, если поле ее пространственного заряда достигает величины порядка внешнего. Это происходит при больших значениях  $pd$  ( $p$  - давление,  $d$  - размер разрядного промежутка). Стримерный механизм развития разряда приводит к пространственно неоднородному излучению разрядного промежутка. При малых величинах  $pd$ , соответствующих таунсендовскому механизму развития разряда, можно создать относительно однородное пространственное распределение зарядов и, следовательно, повысить однородность излучения на выходе из источника. При больших давлениях (порядка атмосферного и выше) это означает малый размер разрядного промежутка.

Альтернативой барьерному разряду может служить разряд постоянного тока (РПТ). Отличием РПТ от барьерного разряда является отсутствие диэлектрического слоя на электродах, что позволяет увеличить длительность разряда и, соответственно, вложить больше энергии и получить более интенсивное УФ излучение. В области малых  $pd$ , при горении тлеющего разряда, можно получить пространственно однородное УФ излучение. Создание широкоапертурного источника излучения на основе стандартных схем РПТ предполагает увеличение пространственных размеров разрядных промежутков, а требование высокой интенсивности - высокое, порядка атмосферного, давление. В этих условиях быстро происходит «шнурование» разряда и теряется однородность излучения.

В данной работе представлены некоторые результаты исследования нового источника ВУФ излучения на основе принципиально нового типа разряда – комбинированного РПТ, в котором объединены преимущества барьерного разряда и РПТ. В комбинированном разряде, разрядный ток протекает в канале ионизированной низкотемпературной плазмы, которая создается за счет предионизирующих коротких импульсов от распределенных вдоль канала серии барьерных разрядов. В комбинированный разряд такого рода можно вложить большую энергию - это преимущество DC разряда. Одновременно, предварительная ионизация плазмы позволяет довольно долго поддерживать разряд в стабильном состоянии. Еще одно достоинство такого комбинированного разряда - возможность создать протяженный положительный столб разряда, падение потенциала на котором будет многократно превышать катодное падение. Таким образом, основная энергия в разряд будет вкладываться в области положительного столба - области ее наибо-

лее эффективного преобразования в ВУФ излучение. Это позволяет значительно повысить КПД разряда как источника ВУФ излучения.

Целью этой работы является изучение эффективности комбинированного разряда в смесях неона и ксенона с точки зрения выхода ВУФ излучения, оценка достижимых значений интенсивности ВУФ излучения и КПД комбинированного разряда как источника ВУФ излучения.

### 1. Экспериментальные исследования

Источник УФ с широким полем облучения (Рис.1), представлял собой решетку из 100 излучающих разрядов, равномерно расположенных на площади  $100 \text{ см}^2$ . Разрядные промежутки имели зазор  $d \leq 1 \text{ мм}$ , энерговыход в излучающий микрошнур плазмы мог регулироваться в пределах от 1 мДж до 1 Дж. Использовался низкоиндуктивный RCL-разрядный контур (здесь R- сопротивление разрядного промежутка, C и L – емкость и индуктивность контура), с помощью которого запасенная в конденсаторном блоке электрическая энергия вводилась в плазму микрошнуров.

Для инициирования сильноточного комбинированного РПТ в многомерной структуре разрядных зазоров (щелей) использовался поджигающий маломощный барьерный (емкостной) разряд. Была предложена оригинальная конструкция электродной структуры, позволившая разделить функции создания проводимости в межэлектродных зазорах и формирования сильноточного разряда короткой длительности.

Для питания ВУФ источника использовались два стандартных блока с достаточно низким уровнем напряжения: выпрямитель с напряжением  $U \sim 5 \text{ кВ}$  и током  $I \sim 0,2 \text{ А}$ , а также маломощный генератор поджигающих импульсов, например, на основе автомобильной катушки зажигания. В импульсно-периодическом режиме излучающий разряд потреблял до 1 кВт электрической энергии от источника питания, а система поджига - до 30 Вт.

Используемая электродная структура за счет последовательно-параллельного соединения разрядных промежутков в RCL – разрядном контуре позволяет легко реализовать апериодический режим разряда (при  $R \geq \sqrt{L/C}$ ). При этом достигался режим с высоким КПД преобразования накопленной электрической энергии в энергию излучения плазмы. Отсутствие последовательно соединенных коммутаторов в RCL – контуре позволяет реализовать режим с высокой скоростью ввода энергии, когда  $di/dt \geq 10^{10} \text{ А/с}$ .

Изменяя параметры RCL-контура, можно было варьировать условия ввода энергии в плазму микроразрядов, что позволило влиять на спектр излучения микрошнуров плазмы и регулировать интенсивность ВУФ излучения.

Использование внешнего поджига (предыонизации) позволяет существенно снизить напряжение пробоя, что также способствует повышению эффективности данного источника УФ излучения.

При работе в окружающей атмосфере воздуха (открытый разряд) ВУФ источник интенсивно излучает в спектральной области 100-300 нм в течение 1 мкс с частотой следования вплоть до  $10^4 \text{ Гц}$ , Рис.3. На Рис.4 представлен спектр излучения микрошнуров плазмы при зажигании системы разрядов в камере, заполненной ксеноном при давлении  $p = 0,25 - 1,5 \text{ Бар}$ .

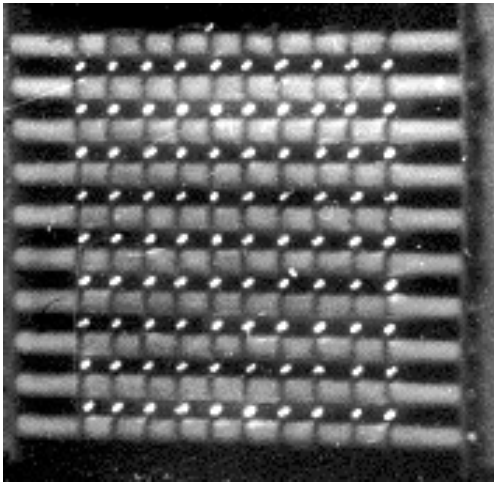


Рис.1. Внешний вид открытого источника ВУФ. Плотность расположения излучающих микрошнуров плазмы – 1 см-2 на площади 100 см2.

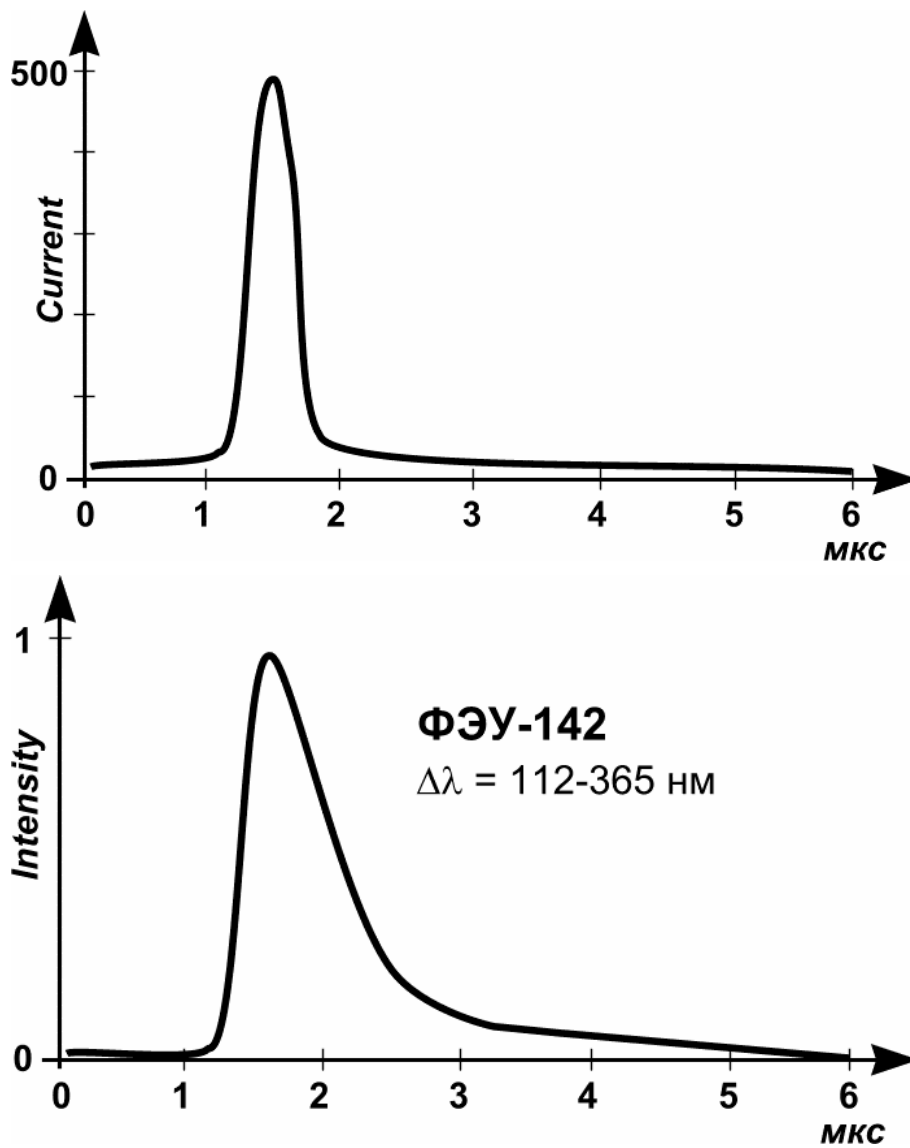


Рис.2. Осциллограммы импульсов разрядного тока (верхний луч, амплитуда – 500 А) и интенсивности УФ,  $\Delta\lambda = 112-365$  нм /ФЭУ-142/ (нижний луч). Развертка – 1 мкс/дел.



Рис.3. Характерный спектр испускания микрошнуров плазмы при работе источника УФ в атмосфере окружающего воздуха.

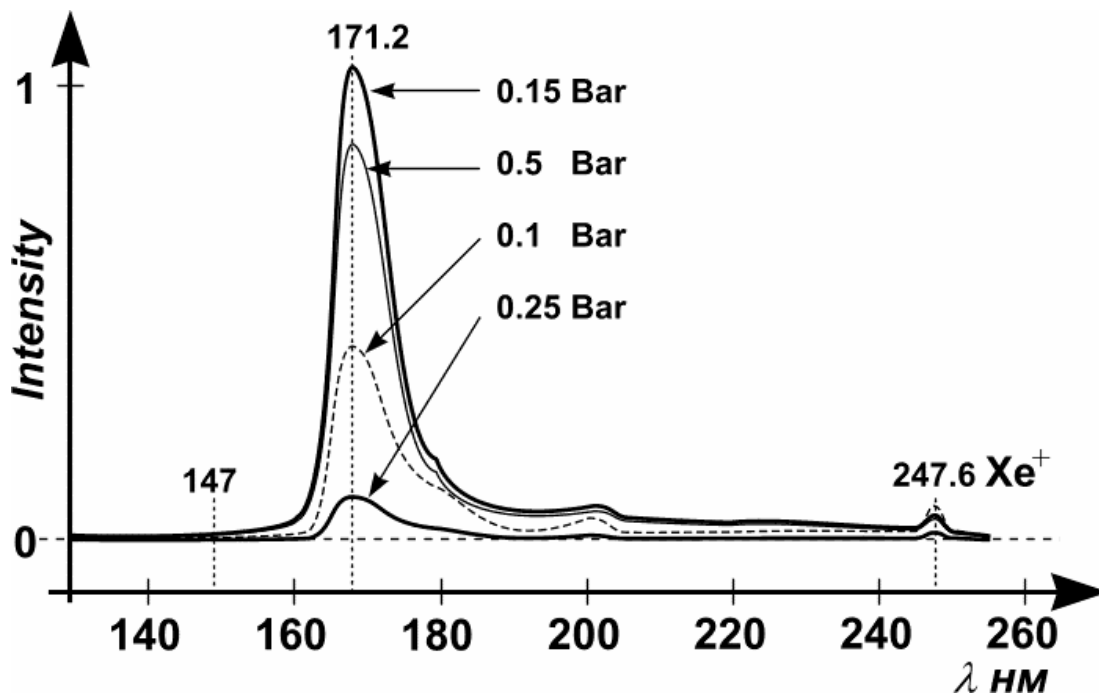


Рис.4. Характерный спектр излучения плазмы при работе источника ВУФ в ксеноне.

## 2. Описание модели

В разработанную модель включены уравнения плазмохимической кинетики для 16 компонентов плазмы. Соответствующая система реакций приведена в Таблице 1. Для описания концентраций электронов, ионов и всех нейтральных компонент, присутствующих в разряде, использовалось диффузионно-дрейфовое приближение. Зависимости от приведенного электрического поля  $E/N$  констант скоростей реакций с участием электронов находились из решений однородно-

го квазистационарного уравнения Больцмана для функции распределения электронов в двухчленном приближении.

| <u>Процесс</u>  | <u>Константа скорости</u>   |
|---|---|
| <u>Прямая ионизация</u><br>$e + Xe^* \rightarrow 2e + Xe^+$<br>$e + Ne^* \rightarrow 2e + Ne^+$   | $f(E/N)$<br>$f(E/N)$  |
| <u>Ступенчатая ионизация</u><br>$e + Xe^*(^3P_2) \rightarrow 2e + Xe^+$<br>$e + Xe^*(^3P_1) \rightarrow 2e + Xe^+$<br>$e + Xe^{**} \rightarrow 2e + Xe^+$<br>$e + Ne^*(^3P_2, ^3P_0) \rightarrow 2e + Ne^+$   | $f(E/N)$<br>$f(E/N)$<br>$f(E/N)$<br>$f(E/N)$  |
| <u>Пенинговская ионизация</u><br>$Ne^*(^3P_2, ^3P_0) + Xe \rightarrow e + Ne + Xe^+$<br>$Ne^*(^3P_2, ^3P_0) + Xe \rightarrow e + NeXe^+$  | $7.5 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$2.5 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  |
| <u>Возбуждение электронным ударом</u><br>$e + Xe \rightarrow e + Xe^*(^3P_2)$<br>$e + Xe \rightarrow e + Xe^*(^3P_1)$<br>$e + Xe \rightarrow e + Xe^{**}$<br>$e + Xe \rightarrow e + Xe^{***}$<br>$e + Ne \rightarrow e + Ne^*(^3P_2, ^3P_0)$<br>$e + Ne \rightarrow e + Ne^{**}$ | $f(E/N)$<br>$f(E/N)$<br>$f(E/N)$<br>$f(E/N)$<br>$f(E/N)$<br>$f(E/N)$  |
| <u>Образование ионов димеров</u><br>$Xe^+ + 2Xe \rightarrow Xe_2^+ + Xe$<br>$Xe^+ + 2Ne \rightarrow NeXe^+ + Ne$<br>$Xe^+ + Xe + Ne \rightarrow NeXe^+ + Ne$<br>$Xe^+ + Xe + Ne \rightarrow NeXe^+ + Ne$<br>$Xe^+ + 2Xe \rightarrow Xe_2^+ + Xe$                                  | $2.5 \times 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$<br>$1,0 \times 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$<br>$1,5 \times 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$<br>$1,0 \times 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$<br>$4,4 \times 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ |
| <u>Электрон - ионная рекомбинация</u><br>$e + Xe_2^+ \rightarrow Xe^{**} + Xe$<br>$e + Ne_2^+ \rightarrow Ne^*(^3P_2, ^3P_0) + Ne$<br>$e + NeXe^+ \rightarrow Xe^{**} + Ne$   | $2 \times 10^{-7} \text{ Te}^{-0,5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$3,7 \times 10^{-8} \text{ Te}^{-0,43} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$8 \times 10^{-8} \text{ Te}^{-0,5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$   |



|   |   |
|---|---|
| <u>Перезарядка</u><br>$\text{Ne}_2^+ + \text{Xe} + \text{Ne} \longrightarrow \text{X}^+ + 3\text{Ne}$<br>$\text{NeXe}^+ + \text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Ne}$<br>$\text{NeXe}^+ + \text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}^+ + \text{Ne} + \text{Xe}$   | $4 \times 10^{-30} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$<br>$5 \times 10^{-30} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$<br>$5 \times 10^{-30} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$   |
| <u>Кинетика нейтральных частиц</u><br>$\text{Xe}^{**} + \text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Xe}$<br>$\text{Xe}^{**} + \text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + \text{Xe}$<br>$\text{Xe}^{**} + \text{Ne} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Ne}$<br>$\text{Xe}^{**} + \text{Ne} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Ne}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + \text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Xe}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + \text{Xe}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + \text{Ne} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Ne}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Ne} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + \text{Ne}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + 2\text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}_2^*(\text{O}_u^+) + \text{Xe}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + 2\text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}_2^*(^3\Sigma_u^+) + \text{Xe}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + \text{Xe} + \text{Ne} \longrightarrow \text{Xe}_2^*(\text{O}_u^+) + \text{Ne}$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + \text{Xe} + \text{Ne} \longrightarrow \text{Xe}_2^*(^3\Sigma_u^+) + \text{Ne}$<br>$\text{Xe}_2^*(\text{O}_u^+) + \text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}_2^*(^1\Sigma_u^+) + \text{Xe}$ | $5 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$5 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$1 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$1 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$2.18 \times 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$1.26 \times 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$3.11 \times 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$1.62 \times 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$1.55 \times 10^{-31} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$8.53 \times 10^{-32} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$4.07 \times 10^{-32} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$1.35 \times 10^{-32} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$<br>$2.6 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ |
| <u>Спонтанное излучение</u><br>$\text{Xe}^{**} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_2) + h\nu_1$<br>$\text{Xe}^{**} \longrightarrow \text{Xe}^*(^3\text{P}_1) + h\nu_1$<br>$\text{Xe}^*(^3\text{P}_1) \longrightarrow \text{Xe} + h\nu_2 (147 \text{ нм})$<br>$\text{Xe}_2^*(^1\Sigma_u^+) \longrightarrow \text{Xe} + h\nu_3 (173 \text{ нм})$<br>$\text{Xe}_2^*(^3\Sigma_u^+) \longrightarrow \text{Xe} + h\nu_3 (173 \text{ нм})$<br>$\text{Xe}_2^*(\text{O}_u^+) \longrightarrow \text{Xe} + h\nu_4 (150 \text{ нм})$   | $1.5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$<br>$1.5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$<br>$2.7 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$<br>$5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$<br>$1.66 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$<br>$9 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$   |

Таблица 1. Уравнения химической кинетики, учитываемые в модели.

### 2.1. Система уравнений химической кинетики.

В систему уравнений химической кинетики включены наиболее важные процессы взаимодействия следующих заряженных и нейтральных частиц: электроны; положительные ионы -  $\text{Xe}^+$ ,  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Xe}_2^+$ ,  $\text{Ne}_2^+$ ,  $\text{NeXe}^+$ ; возбужденные состояния атома Xe -  $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$ ,  $\text{Xe}^*(^3\text{P}_2)$ ,  $\text{Xe}^{**}$ ,  $\text{Xe}^{***}$ ; возбужденные состояния атома Ne -  $\text{Ne}^*$ ,  $\text{Ne}^{**}$ ; возбужденные состояния димера  $\text{Xe}_2$  -  $\text{Xe}_2^*(^3\Sigma_u^+)$ ,  $\text{Xe}_2^*(^1\Sigma_u^+)$ ,  $\text{Xe}_2^*(\text{O}_u^+)$ . В Таблице 1 приведены все уравнения химической кинетики, учитываемые в модели.

На Рис. 5 представлена схема взаимодействия атомарного и молекулярного ксенона в различных энергетических состояниях. Соответствующие реакции обозначены стрелками. При этом используются следующие обозначения возбужденных состояний:  $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$  - нижний резо-

нансный уровень,  $\text{Xe}^*(^3\text{P}_2)$  - нижний метастабильный уровень,  $\text{Xe}^{**}$  - совокупность уровней 6s, 6p, 5d, 7s,  $\text{Xe}^{***}$  - все более высоко лежащие уровни. Состояниями  $\text{Xe}_2^*(^3\Sigma_u^+)$  и  $\text{Xe}_2^*(^1\Sigma_u^+)$  обозначены низко лежащие колебательные уровни двух нижних устойчивых, возбужденных термов димера  $\text{Xe}_2$ , а состоянием  $\text{Xe}_2^*(\text{O}_u^+)$  - высоко лежащие колебательные уровни того же терма, что и состояние  $\text{Xe}_2^*(^1\Sigma_u^+)$ .

Все возбужденные уровни Ne были объединены в два состояния:  $\text{Ne}^*$  - нижние метастабильные уровни  $^3\text{P}_2$  и  $^3\text{P}_0$ ;  $\text{Ne}^{**}$  - все высоко лежащие уровни.

Используемая система кинетических уравнений включает в себя процессы прямой ионизации и возбуждения электронным ударом, ступенчатой и пеннинговской ионизации, образование ионов димеров, процессы электрон-электронной рекомбинации, перезарядки, кинетику нейтральных частиц, а также спонтанное излучение. В кинетику нейтральных частиц входят столкновительный обмен между уровнями и образование возбужденных состояний димеров.

Как видно из Таблицы 1 в рассматриваемой среде возбужденного ксенона излучается 3 линии излучения: линия 147 нм, соответствующая резонансному состоянию  $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$ ; линия 173 нм, соответствующая излучению димерных состояний  $\text{Xe}_2(^3\Sigma_u^+)$  и  $\text{Xe}_2^*(^1\Sigma_u^+)$ , а также линия 150 нм, соответствующая излучению димерного состояния  $\text{Xe}_2^*(\text{O}_u^+)$ .

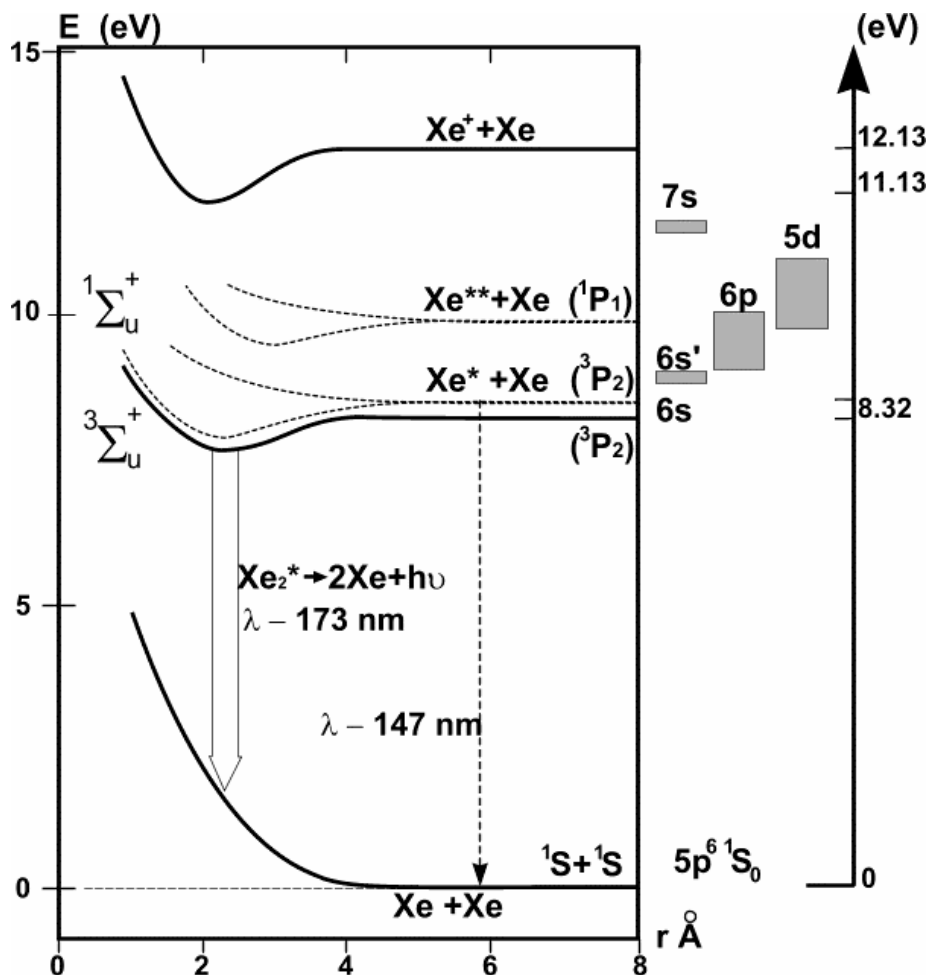


Рис. 5. Схема энергетических уровней атомарного и молекулярного Хе.

Следует отметить, что для линий 150 нм и 173 нм среда является оптически тонкой, т.к. излучение этих линий не перепоглощается, так как терм основного состояния  $\text{Xe}_2$  является разлетным, поэтому молекула  $\text{Xe}_2$  живет очень короткое время. Линия же 147 нм перепоглощается

атомами Хе, находящимися в основном состоянии. Эффект перепоглощения был учтен при помощи теории эффективного времени жизни Бибермана - Холстейна [10-11]. В теории эффективного времени жизни эффективная частота спонтанного излучения  $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$  определяется следующим выражением:  $V_{\text{eff}} = (\tau_{\text{eff}})^{-1}$ , где  $\tau_{\text{eff}}$  - эффективное времени жизни, вычисляемое следующим образом. Если основной вклад в уширение линии излучения дают столкновения с тяжелыми незаряженными частицами, то  $\tau_{\text{eff}} = \tau_0 / (4/3(\pi k_0 l)^{-1/2})$ , где  $\tau_0$  - радиационное время жизни уровня  $\text{Xe}^*(^3\text{P}_1)$ ,  $\tau_0 = 3$  нс;  $l$  - характерный минимальный размер разрядной трубки,  $k_0$  - коэффициент поглощения в центре линии, вычисляемый в случае резонансного взаимодействия с собственными атомами как  $k_0 = 3\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  - длина волны в центре линии. Таким образом, эффективная частота излучения  $V_{\text{eff}} = \frac{4\sqrt{\lambda_0}}{3\pi\sqrt{3}l}$ . Для размеров элементарной ячейки в несколько сотен мкм эффективная частота излучения составляет  $(1\div 3) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ;

## 2.2. Диффузионно-дрейфовое приближение.

Для описания движения электронов, ионов и всех нейтральных компонент, присутствующих в разряде, используется диффузионно-дрейфовое приближение. Система уравнений непрерывности для пространственно одномерной модели имеет следующий вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma}{\partial x} + S_e(x, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_i}{\partial x} + S_i(x, t), \quad (2)$$

где  $n_e$ ,  $n_i$  - плотность электронов и ионов  $i$ -го сорта соответственно,  $\Gamma_e$ ,  $\Gamma_i$  - электронный и ионный потоки, рассчитываемые в диффузионно-дрейфовом приближении:

$$\Gamma_e = -D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} - n_e \mu_e E, \quad (3)$$

$$\Gamma_i = -D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + n_i \mu_i E, \quad (4)$$

где  $\mu_e, \mu_i, D_e, D_i$  - подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов  $i$ -го сорта соответственно.  $S_e$ ,  $S_i$  - суммарные скорости рождения и гибели электронов и ионов в различных плазмохимических реакциях. Набор уравнений, описывающих процессы химической кинетики в разряде и послеразрядной стадии, использующийся при расчете модели, приведен в Таблице 1. Предполагалось, что подвижности электронов, возбуждение и ионизация атомов и молекул определяются величиной приведенного локального электрического поля. Соответствующие зависимости были предварительно табулированы путем решения однородного квазистационарного электронного уравнения Больцмана в двучленном приближении в соответствующей газовой смеси.

Перенос нейтральных компонент также описывается уравнениями непрерывности:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_k}{\partial x} + S_k(x, t), \quad (5)$$

где  $n_k$  - плотность электронов и ионов  $k$ -го сорта,  $\Gamma_k = -D_k \partial n_k / \partial x$  - поток частиц соответствующего типа,  $D_k$  - коэффициент диффузии,  $S_k$  - суммарные скорости рождения и гибели частиц  $k$ -го сорта в различных плазмохимических реакциях.

Скорости рождения и гибели всех частиц вычисляются путем обработки схемы уравнений химической кинетики специально созданным для этого транслятором химических реакций, позволяющим осуществить расчеты для любой схемы реакций в произвольной смеси газов.

Система уравнений непрерывности замыкается уравнением Пуассона для электрического поля и уравнением внешней электрической цепи:

$$dE / dx = 4\pi(n_i - n_e), \quad (6)$$

Нормировка потенциала:

$$\int_0^d E dx = -V_g(t), \quad (7)$$

где  $V_g(t)$  - падение напряжения в газовом промежутке длины  $d$ .

Внешняя цепь, состояла из конденсатора емкостью  $C$ , заряженного до напряжения  $V(0)=V_s$  и собственной индуктивности контура  $L$ :

$$L \frac{dI}{dt} = V(0) - \int_0^t I(t) dt / C - V_g(t), \quad (8)$$

где  $I$  - ток разряда  $I(t) = S^*j(t)$ ,  $S$  - площадь сечения разряда,  $j(t)$  - плотность тока,  $j(t) = e(\Gamma_e + \sum_i \Gamma_i)$ . Система включает также начальные и граничные условия для плотностей заряженных и нейтральных частиц:

$$n_{e,i,k}(x,0) = n_{e,i,k}^0, \quad (9)$$

а также граничные условия для потоков электронов, ионов и нейтральных частиц соответственно:

$$\Gamma_{e|x=0,d} = (n_e V_{t,e} / 4)_{x=0,d} + \theta V_{dr,e} n_e |_{x=0,d} \quad (10)$$

$$\Gamma_{i|x=0,d} = (n_i V_{t,i} / 4)_{x=0,d} + \theta V_{dr,i} n_i |_{x=0,d} \quad (11)$$

$$\Gamma_{k|x=0,d} = (n_k V_{t,k} / 4)_{x=0,d}, \quad (12)$$

где  $V_t$  - тепловая скорость,  $V_{dr}$  - скорость дрейфа,

$\theta = 1$  для заряженной частицы по направлению электрического поля,

$\theta = 0$  - против поля.

### 3. Определение оптимальных параметров стационарного разряда постоянного тока.

С помощью разработанной модели проведен теоретическое исследование эффективности (КПД) предложенного источника УФ излучения с целью определения оптимальных соотношений варьируемых параметров разряда. Важнейшими варьируемыми параметрами являются: значение приведенного электрического поля в плазме  $E/N$ , давление в смеси, степень предионизации, газовый состав и частота следования импульсов.

Оптимальным представляется тот диапазон значений  $E/N$ , при котором энергия с наибольшей эффективностью вкладывается в те возбужденные состояния Хе, распад которых сопровождается ВУФ излучением плазмы. Поиск оптимальных значений  $E/N$  осуществлялся на основе решений однородного стационарного уравнения Больцмана для ФРЭ в двучленном приближении. Его можно записать в следующем виде.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( A \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \frac{1}{\varepsilon^{1/2}} + \frac{2m}{M} \varepsilon v_m n \right) + Q(n), \quad (13)$$

$$A = \frac{2e^2 E^2}{3m v_m},$$

где  $\varepsilon$  - энергия электрона,  $v_m$  - эффективная частота столкновений,  $n(\varepsilon)$  - функция распределения электронов по энергиям. Зная  $n(\varepsilon)$ , можно рассчитать скорости реакций ионизации и возбуждения Хе

$$k_i \equiv \langle v \sigma_i \rangle = \int_0^{\infty} v \sigma_i(\varepsilon) n(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (14)$$

Найденные таким образом зависимости скоростей от  $E/N$  были табулированы и использовались для анализа зависимости эффективности накачки резонансного уровня и уровней Хе\*, Хе\*\*, из которых возможна конверсия в димерное состояние Хе<sub>2</sub>\*. Эффективность накачки (КПД) оценивалась следующим образом:

Энергия, вкладываемая в возбуждение уровня с энергией  $\Delta\varepsilon$  и сечением возбуждения  $\sigma$  при внешнем электрическом поле  $E$  в плазме с плотностью частиц  $N$  за единицу времени (мощность энерговклада, идущая на возбуждение данного уровня – мощность накачки уровня), может быть оценена следующим образом:

$$E_{\text{воб}} = \langle \sigma v \rangle (E/N) \Delta\varepsilon N n_e. \quad (15)$$

Полную мощность, вкладываемую в плазму, можно оценить следующим образом:

$$E_{\text{полн}} = e n_e v_{\text{др}} E. \quad (16)$$

Отношение этих величин, т.е. эффективность накачки (КПД)  $\eta$  становится равной

$$\eta = \frac{\langle \sigma v \rangle \Delta \varepsilon N}{e E v_{dp} \left( \frac{E}{N} \right)} = \frac{\langle \sigma v \rangle \Delta \varepsilon}{e \frac{E}{N} v_{lh} \left( \frac{E}{N} \right)}, \quad (17)$$

где  $\langle \sigma v \rangle$  - табулированная скорость накачки,  $\Delta \varepsilon$  - энергия возбуждения уровня.

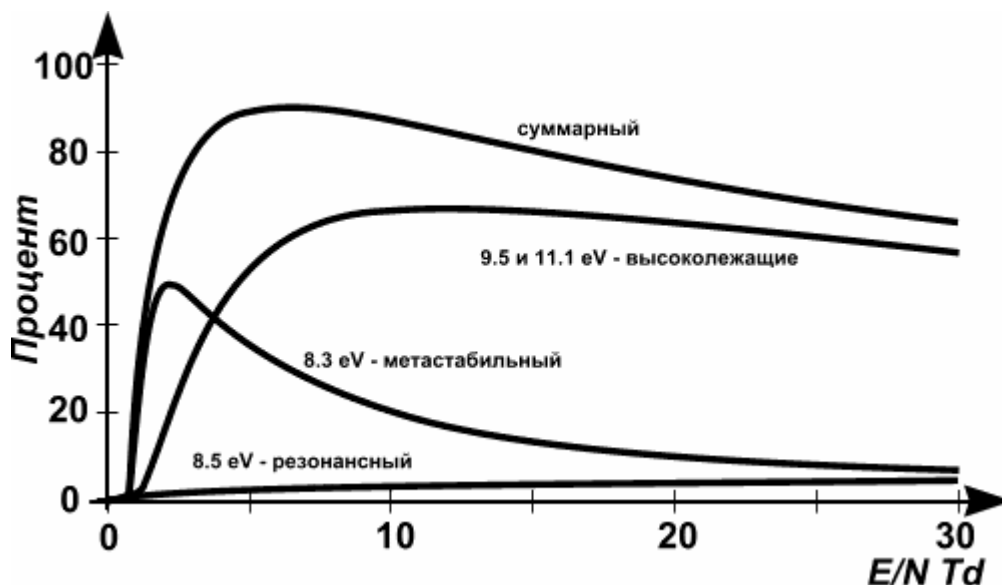


Рис. 6. Энергия, вложенная в возбужденные состояния Хе в процентном отношении от полной энергии.

На Рисунке 6 представлены зависимость эффективности накачки возбужденных уровней от приложенного  $E/N$ . На этом графике видно, что эффективность накачки резонансного уровня не превышает 10%, в то время как уровни Хе, которые затем конвертируются в димерные состояния  $\text{Xe}_2(^3\Sigma_u^+)$  и  $\text{Xe}_2(^1\Sigma_u^+)$  и  $\text{Xe}_2(^1O_u^+)$  ( димеры) ( см. Рис.6) можно накачивать с много большей эффективностью. Но для того, чтобы повысить эффективность излучения димеров ( эксимерное излучение), необходимо не только вложить энергию в возбужденные уровни атомов ксенона, в реакциях с которыми образуются димерные молекулы, но и создать условия для увеличения скорости конверсии. Эффективности конверсии тесно связана с давлением среды и поэтому необходимо провести оптимизацию давления – выбрать оптимальный рабочий диапазон давлений.

Выбирая рабочий диапазон давлений, следует помнить о том, что при низких (много меньше атмосферного) давлениях возбужденные состояния  $\text{Xe}^*$ ,  $\text{Xe}^{**}$  имеют очень малую вероятность перехода в димерные состояния. Как показано в Таблице 1, димерные состояния образуются в трехтельных реакциях, скорость которых квадратично зависит от давления в смеси. Поэтому для получения интенсивного димерного излучения необходимо работать при давлениях порядка атмосферного и выше.

Еще один важный параметр - степень предыонизации. В проведенных расчетах значение первоначальной концентрации зарядов  $N_0$  варьировалось в весьма широких пределах. Но для расчета полного КПД источника необходимо учесть энергозатраты на предыонизацию и в дальнейшем варьировать  $N_0$  в том диапазоне, в котором энергозатраты на предыонизацию малы в

сравнении с вкладываемой в заряд энергией. Оценим энергозатраты  $W_0$  на создание первоначальной концентрации зарядов  $N_0$ :

$$W_0 \approx N_0 \cdot I / k; \quad (18)$$

где  $I$  - потенциал ионизации Хе,  $I = 12,3 \text{ eV}$ ;  $k$  - «цена» ионизации,  $k \approx 0,1 \div 0,2$ ; Для источника ВУФ излучения с потоком фотонов  $\approx 10^{18}$  фотонов / ( $\text{cm}^2 \cdot \text{c}$ ) и вкладываемой в плазму мощностью  $\approx 3 \text{ Вт/см}^2$ , энергозатраты на предыонизацию  $N_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  составит порядка 10% потребляемой мощности. Таким образом, можно рассматривать это значение  $N_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  как оценочное ограничение сверху.

#### 4. Оптимизация параметров разряда с целью увеличения мощности и КПД излучения плазмы в УФ диапазоне.

Основные численные расчеты проводились на примере смеси Ne с 5% Хе. Были сделаны серии расчетов для давления 760 Тор и 2280 Тор и начальным уровнем предыонизации  $10^7, 10^{12}, 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Для этих давлений варьировалось прикладываемое к разрядной трубке напряжение  $U$  (но с тем, чтобы энергия  $CU^2/2$ , подаваемая за каждый импульс на конденсатор, являющийся источником питания для разрядной трубки, была постоянной) - таким образом, варьировалось начальное значение приведенного поля  $E/N$ . В ходе расчета подсчитывалась энергия, высвеченная на длинах волн 147, 150, 173 нм. Отношение высвеченной энергии к вложенной принималось за КПД источника. Так как небольшим значениям  $E/N$  соответствует небольшая степень ионизация плазмы, то, соответственно, невелика и плотность разрядного тока.

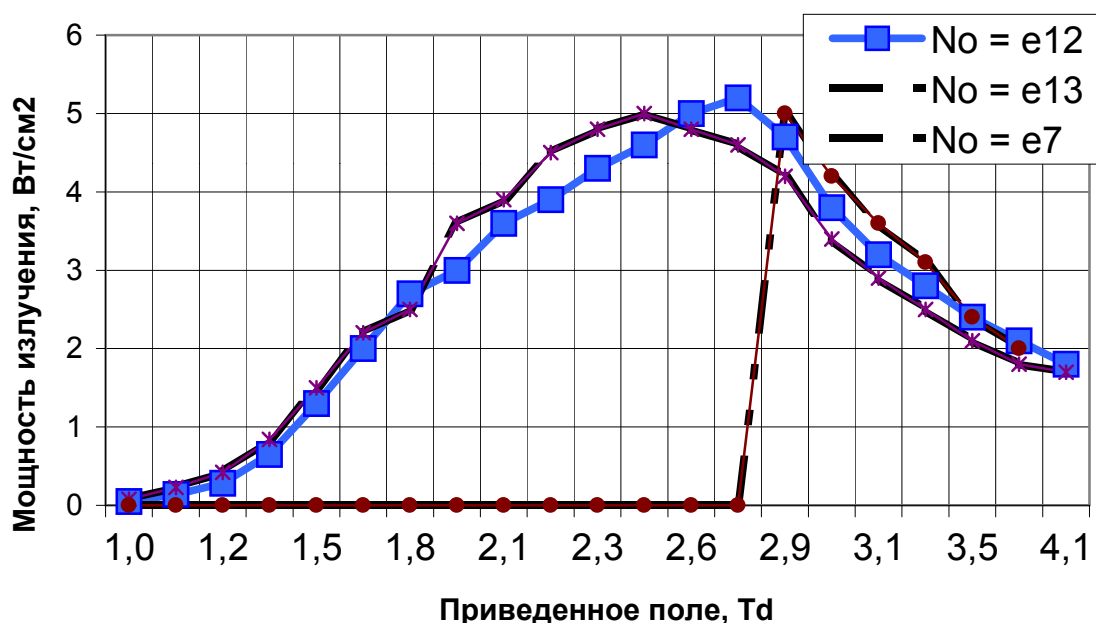


Рис.7. Зависимость эффективности комбинированного разряда постоянного тока от приложенного напряжения при начальном давлении смеси 2280 Тор.

В этих условиях за время импульса можно вложить только часть энергии, запасенной в питающем конденсаторе. Поэтому при небольших значениях  $E/N$  КПД может быть большим при

невысокой интенсивности ВУФ излучения. Поэтому в качестве конечного критерия эффективности работы источника было принята энергия ВУФ излучения, высвеченного за импульс.

Зависимость мощности излучения от начального  $E/N$  для давления смеси 2280 Тор приведена на Рисунке 7. Как видно на графике, каждая кривая имеет максимум в точке, соответствующее тому значению начального приведенного поля  $E/N_{нач}$ , которое мы в дальнейшем будем называть оптимальным. Увеличение высвеченной за импульс энергии с ростом  $E/N_{нач}$  от нуля до оптимального значения объясняется, в основном, двумя моментами: во-первых, при малых  $E/N$  велики упругие потери, возбужденные уровни Хе накачиваются малоэффективно; во-вторых, малым полям соответствует слабый ток через плазму, энергия, запасенная в конденсаторе, не успевает за время импульса вложиться в разряд. Дальнейшее увеличение  $E/N_{нач}$  в области значений, больших оптимального, характеризуется полным энерговыделением, но уменьшающимся КПД.

Уменьшение КПД в первую очередь объясняется тем, что с ростом  $E/N$  растет ионизация плазмы, при этом большая часть энергии вкладывается в ионизацию.

Как видно на Рисунке 7, с увеличением  $N_0$  рабочий диапазон  $E/N_{нач}$  становится шире и сдвигается в сторону меньших значений приведенного электрического поля. Расширение рабочего диапазона позволяет точнее приблизиться к оптимальному режиму, т.к. возможные погрешности в определении оптимального значения  $E/N_{нач}$  слабо отразятся на эффективности источника. Сдвиг оптимального значения  $E/N_{нач}$  в сторону меньших значений позволяет работать с меньшими напряжениями, что значительно упрощает управление источником УФ.

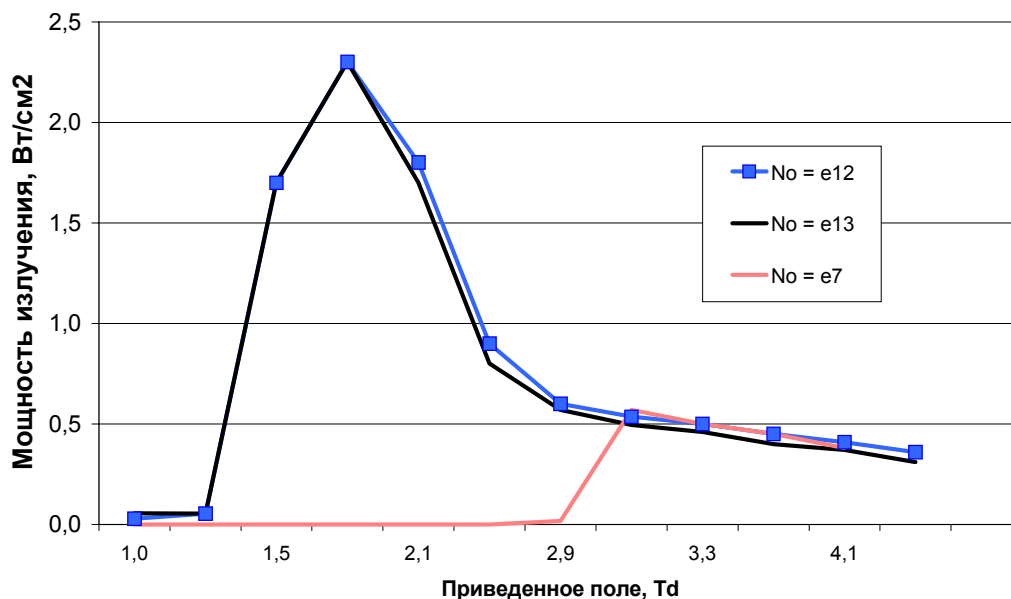


Рис. 8. То же, что и на Рис.7 но при начальном давлении смеси 760 Тор.

Зависимость эффективности от начального  $E/N$  для давления смеси 760 Тор приведена на Рисунке 8. На этом рисунке мы видим резкое снижение эффективности источника по сравнению с Рисунком 7 для 2280 Тор. Это объясняется несколькими причинами. Одна из причин - то, что при понижении давления уменьшается скорость конверсии  $He^* \rightarrow He_2^*$ . Соответственно, снижается интенсивность эксимерного излучения. Другая причина состоит в том, что при более низком давлении быстрее развивается ионизация плазмы. Это можно увидеть, сравнивая зависимости мак-



симальных плотностей электронов, изображенные на Рисунках 9 (3 атм.) и 10 (1 атм.). Эти факторы резко снижают КПД источника.

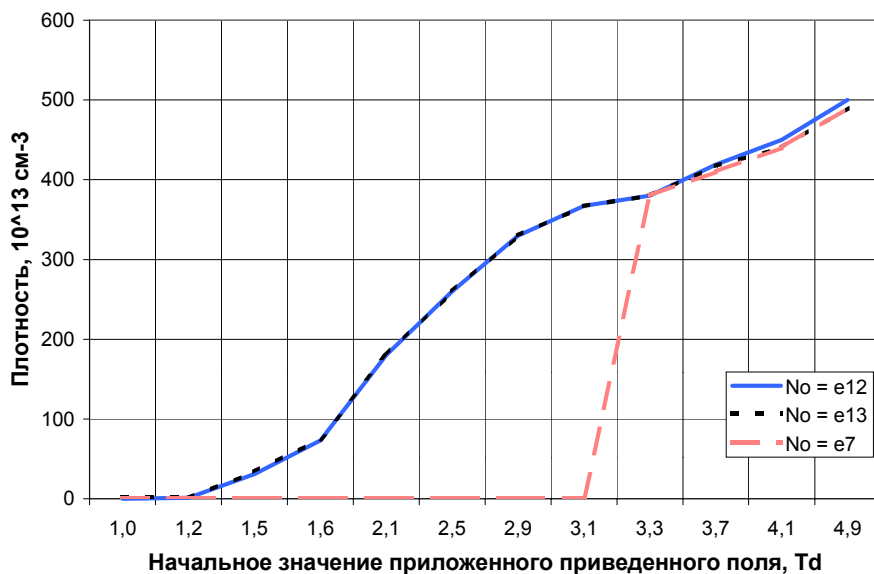


Рис. 9. Зависимость максимальной плотности электронов от величины начального приложенного приведенного поля при начальном давлении газа 2280 торр.

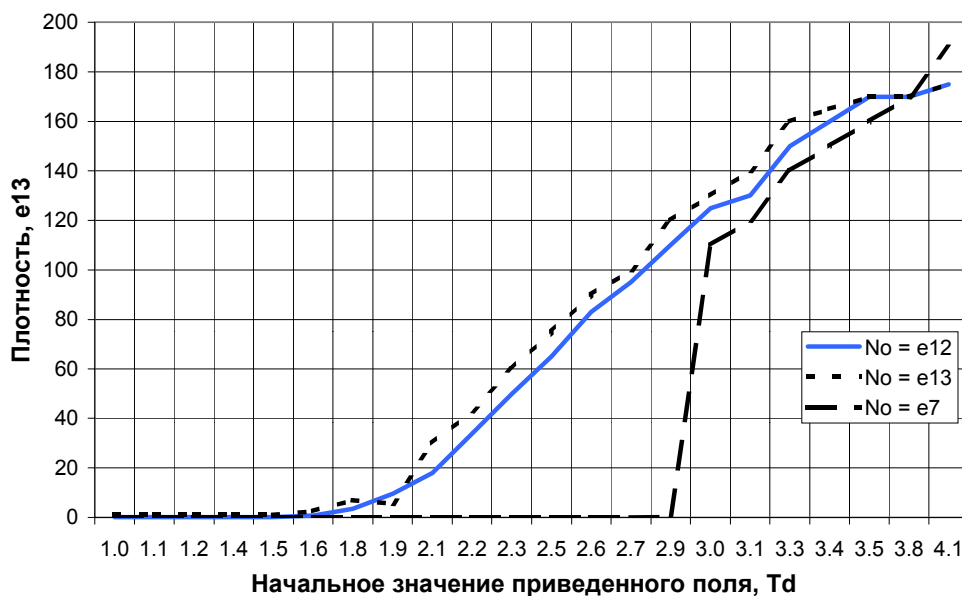


Рис. 10. Зависимость максимальной плотности электронов от величины начального приложенного приведенного поля при начальном давлении газа 760 торр.

Для давления 2280 Торр и точки оптимума по  $E/N_{нач}$  для каждой из кривых Рисунка 7 приведена временная динамика сопротивления разрядного столба, суммарной концентрации заряженных частиц и приведенного электрического поля  $E/N$ . Эта динамика дана на Рисунках 11÷13.

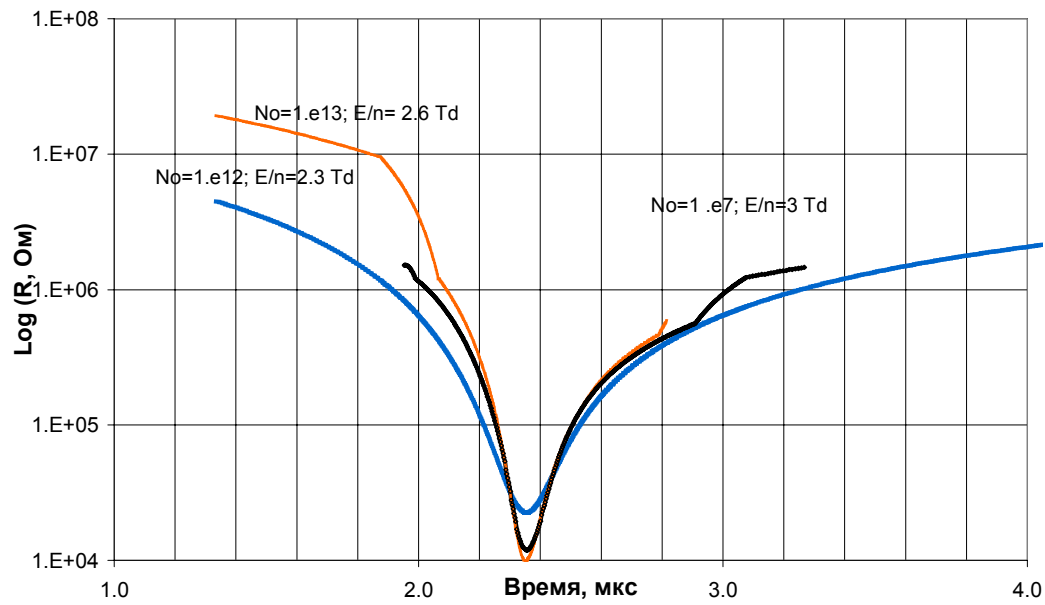


Рис. 11. Зависимость сопротивления разряда от времени при начальном давлении смеси Ne+5%Xe 2280 Тор.

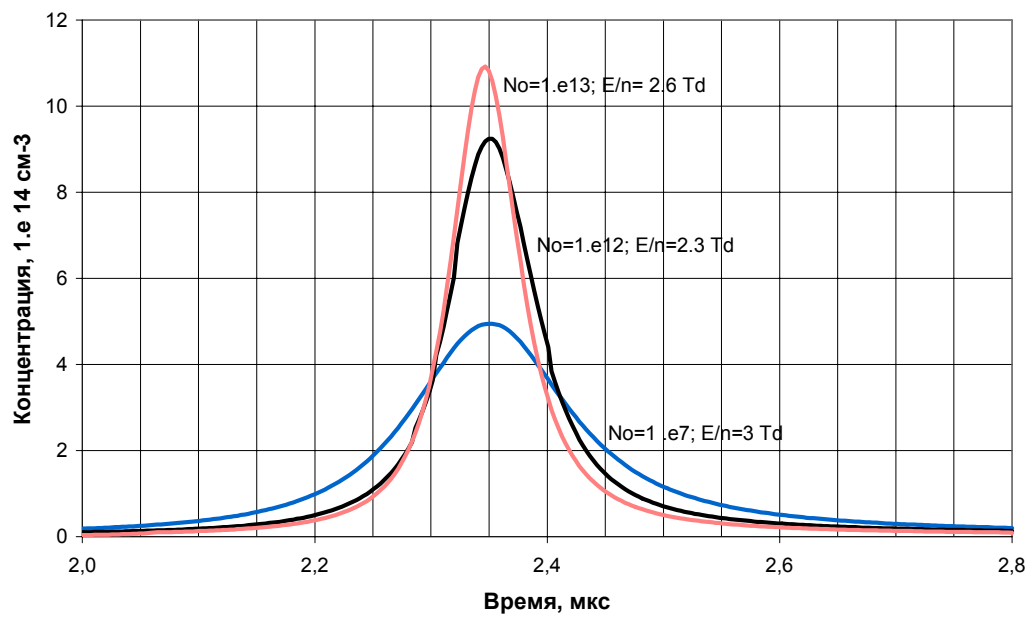


Рис.12. Временная зависимость концентрации заряженных частиц в плазме при начальном давлении смеси Ne+5%Xe 2280 Тор.

На рисунках 11 и 12 видны такие преимущества режима сильной предьонизации, как низкие максимальные концентрации заряженных частиц, их более пологий рост, что означает меньшие потери на ионизацию и, соответственно, больший КПД. Также следует отметить, что максимальной предьонизации соответствует наиболее гладкое поведение сопротивления разрядного столба. Наименьшие значения сопротивления достигаются при наименьшей предьонизации. Малое сопротивление приводит, во-первых, к установлению периодического режима, невыгодного в том отношении, что значительная часть энергии вкладывается в процессе колебаний напряжения вблизи нулевого значения, т.е. в области малых  $E/N$ , соответствующей малоэффективному вкладу энергии в плазму (см. рис. 3).

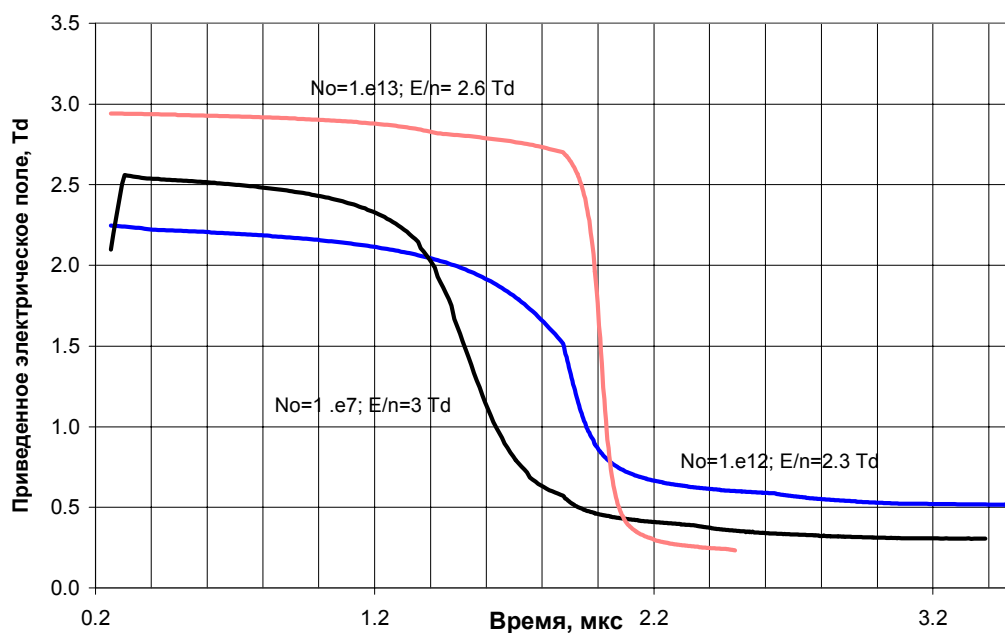


Рис. 13. Временная зависимость приведенного электрического поля при начальном давлении смеси Ne+5%Xe 2280 Тор.

Второй недостаток малого напряжения - значительная часть энергии выделяется на внешнем сопротивлении. Недостатком сильной предьонизации является то, что конденсатор, являющийся источником питания разряда, разряжается в меньшей степени, чем при умеренной предьонизации.

На Рисунке 13 изображено поведение приведенного электрического поля, приложенного к разряду. Из Рисунка 13 следует, что при минимальной предьонизации, соответствующей начальной плотности электронов  $N_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$ , происходит наиболее резкий спад электрического поля, что связано с эффективной передачей энергии, запасенной в питающем конденсаторе, в плазму, т.е. с наиболее полной разрядкой конденсатора, хотя общая эффективность разряда уменьшается благодаря относительно высоким значениям величины начального приведенного электрического поля.

## 5. Влияние неоднородности предыонизации вдоль канала протекания тока разряда.

Начальная плотность предыонизации в разряде может быть существенно неоднородной, так как она формируется благодаря множеству отдельных поверхностных разрядов вдоль линии основного разряда.

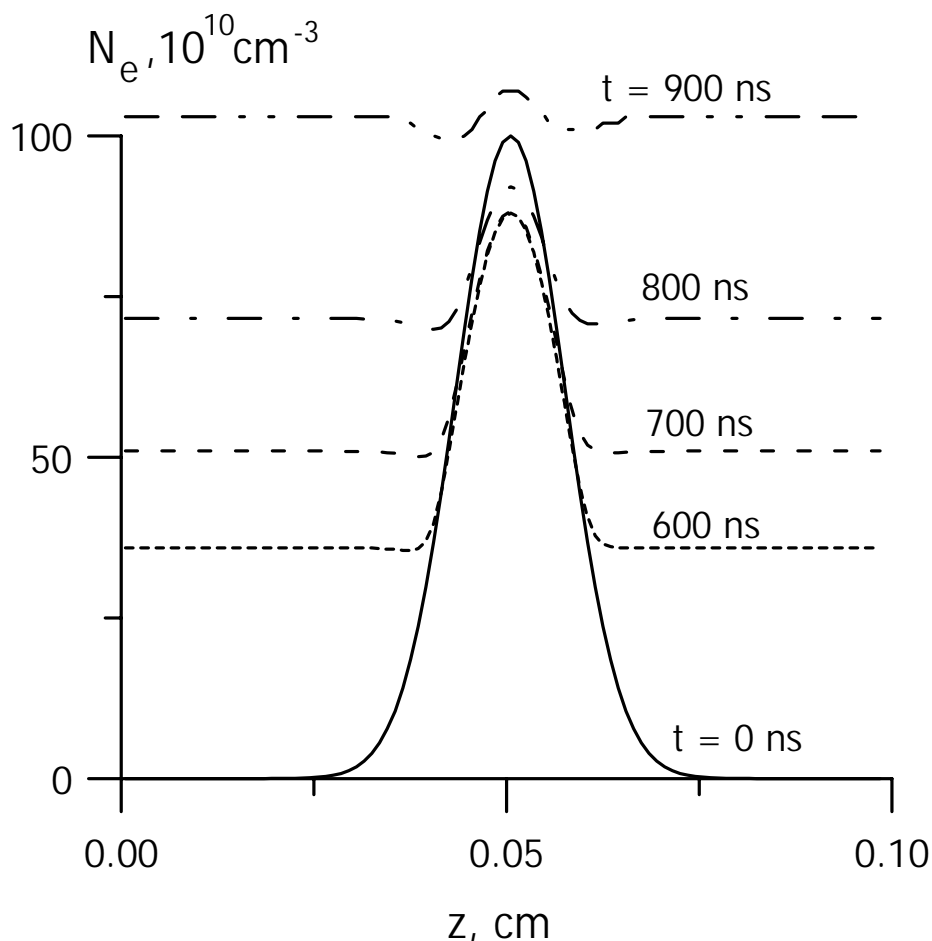


Рис.14. Изменение профиля плотности плазмы в разряде при 760 Тор начального давления и приложенном приведенном электрическом поле 5 Td.

Рассмотрим пример очень значительной неоднородности предыонизации плазмы, от 108 до  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (см Рис. 14, кривая соответствующая начальному моменту времени). Результаты расчетов показывают, что даже очень значительная начальная неоднородность плазмы (плотность плазмы в максимуме в 10000 раз превышает минимальную плотность плазмы) может достаточно быстро выровняться, не оказывая значительного влияния на протекающие в дальнейшем процессы. К моменту времени  $t = 900 \text{ ns}$  плотность плазмы выравнивается во всем разрядном промежутке.

### **Заключение.**

В настоящей работе рассмотрена возможность создания высокоинтенсивного источника ультрафиолетового излучения на основе комбинированного разряда - разряда постоянного тока, протекающего в канале ионизированной плазмы, созданном матрицей микрозарядов предварительного поджига. Была рассмотрена проблема возникновения пространственной неоднородности предварительной ионизации. Численными методами была исследована зависимость эффективности рассматриваемого источника от таких параметров, как величина создаваемого в плазме приведенного электрического поля, давление в рабочей смеси и ее состав. Исследования показали, что предлагаемый метод пригоден для создания источника ультрафиолетового излучения с интенсивностью излучения порядка  $10^{18}$  фотонов/см<sup>2</sup>, что может быть чрезвычайно полезным в целом ряде технологических процессов, в особенности в области микроэлектроники. Кроме того, была показана возможность достижения высоких интенсивностей УФ излучения с высокой для данного класса устройств эффективностью - порядка 40%.

### **Список использованной литературы.**

1. Ч.Роудз "Экимерные лазеры".
2. Boud I.W., Kogelschatz U., Appl. Surf. Sci. 54, p. 424, (1992)
3. Kogelschatz U., Pure & Appl. Chem. 62, No. 9, p.1667, (1990)
4. Г.Б.Рулёв, В.Б.Саенко. "Генерация ультрафиолетового излучения с помощью искрового разряда в смесях инертных газов и галогенов." //Письма в ЖТФ, Том 19, Вып.21, 1993, с.53-56.
5. Kogelschatz U., Appl. Surf. Sci. 54, p. 410, (1992)
6. Proceeding of the Society for Information Display Int. Symp. San-Hose, CA, SID94 Digest, p315, (1994)
7. Sobel A., IEEE Trans. Plasma Sci. PS-19, p. 1032, (1991)
8. Елецкий А.В., А.Р.Сорокин ЖТФ,67,.49,(1997)
9. V.V.Ivanov, K.S.Klopovskii, Yu.A.Mankelevich, A.T.Rakhimov, T.V.Rakhimova, G.B.Rulev, V.B.Saenko. "Experimental and Theoretical Study of the Efficiency by a Pulse Distributed Discharge in Xenon." //Laser Physics, Vol.6, No 4, 1996, p. 654 - 659.
10. Биберман Л.М., ЖЭТФ, т. 17, с. 416, 1947.
11. Holstein, Phis. Rev., v. 83, p. 1159, 1951.