

На правах рукописи

**ЯСТРЕМСКИЙ** Аркадий Григорьевич

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ  
СТРУКТУРА РАЗРЯДОВ В СМЕСЯХ ГАЗОВ С  $\text{HCl}$  И  $\text{SF}_6$**

01.04.13 - электрофизика, электрофизические установки

**АВТОРЕФЕРАТ**

Диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Томск – 2008

**Работа выполнена в Институте сильноточной электроники СО РАН**

**Научный консультант** доктор физико-математических наук  
профессор  
**Бычков Юрий Иванович**

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук  
профессор  
**Козырев Андрей Владимирович**

доктор физико-математических наук  
профессор  
**Осипов Владимир Васильевич**

доктор физико-математических наук  
**Фирсов Константин Николаевич**

**Ведущая организация:** **Институт лазерной физики СО РАН,  
г. Новосибирск**

**Защита состоится 14 октября 2008 г. в 15 часов на заседании диссертационного  
совета Д 003.031.02 в Институте сильноточной электроники СО РАН (634055.  
г. Томск, пр. Академический 2/3).**

**С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института сильноточной  
электроники СО РАН**

**Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2008 г.**

**Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор технических наук**

**Г.Ю. Юшков**

## Общая характеристика работы

Работа посвящена исследованию физических процессов в однородных и неоднородных разрядах накачки ХеСl лазеров и разрядах в смесях газов на основе SF<sub>6</sub> при концентрации электронов до  $n_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , плотностях мощности накачки до 15 МВт/см<sup>3</sup> в смесях с НСl, и до 200 МВт/см<sup>3</sup> в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>.

В диссертационной работе методами компьютерного моделирования исследуется кинетика процессов накопления, передачи и преобразования энергии в разрядах накачки ХеСl лазеров и в разрядах в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>, а также кинетика процессов, определяющих механизмы изменения пространственной структуры таких разрядов.

**Актуальность тематики исследования.** Для решения большого круга задач модификации материалов, фотолитографии, лазерного разделения изотопов, лазерного химического синтеза, получения особо чистых материалов и т.д. требуется создание лазеров с широким диапазоном характеристик излучения. В том числе с большой энергией и мощностью импульса излучения, с высокой эффективностью, а также с излучением различной длины волны. Перспективными источниками когерентного излучения с длиной волны в ультрафиолетовой области спектра являются эксимерные лазеры, интерес к которым не ослабевает на протяжении последних нескольких десятилетий.

Актуальность исследования свойств разряда в смесях газов на основе SF<sub>6</sub> обусловлена широким использованием таких смесей в электронной и коммутационной аппаратуре, в импульсных электроразрядных HF/DF лазерах, которые являются перспективными источниками когерентного излучения в диапазоне длин волн 2.4—3.2 мкм.

Первые успешные эксперименты по генерации излучения в лазерных системах на переходах эксимерных молекул были проведены в группе Басова Н. Г. в 1970 г. [1,2]. В 1975 г. Ewing J. J. и Brau C. A. [3] создали первый ХеСl лазер с накачкой электронным пучком. В 1977 г. Ищенко В. И., Лисицын В. Н. и Ражев А. М. [4] впервые получили генерацию в ХеСl лазере с накачкой электрическим разрядом. В 1971 г. Jacobson T. J. и Kimpbell J. H. [5] впервые получают генерацию на колебательных переходах молекулы HF при возбуждении разрядом смеси C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/He/SF<sub>6</sub> = 1/400/12. В 1973 году Pummer H. с соавторами [6] увеличивают плотность энергии генерации в HF лазере до 3 Дж/л при эффективности относительно запасенной энергии 3.8%. Экспериментальные работы, последовавшие далее, были направлены на поиск условий увеличения энергии, мощности излучения и эффективности.

Наиболее традиционным было использование двухконтурной схемы питания. На таких схемах питания созданы лазеры с длительностью импульса излучения  $\approx 30 \text{ нс}$  [7-10]. Попытки увеличить длительность импульса излучения и энергию накачки приводили к образованию плазменных каналов и уменьшению эффективности лазеров.

Одним из способов улучшения однородности разряда, повышения энергии излучения и эффективности ХеСl лазера, является увеличение скорости нарастания тока разряда. Использование магнитных ключей позволило Witteman W. J с

соавторами [11,12] и Letardi T. с соавторами [13] получить плотность энергии излучения  $\approx (3 - 4.2)$  Дж/л с КПД  $\approx (3 - 3.8)\%$ . В работах Месяца Г. А., Тарасенко В.Ф. с соавторами [14,15] увеличение скорости роста разрядного тока достигнуто благодаря использованию полупроводниковых прерывателей тока, что позволило получить плотность энергии излучения  $\approx 2$  Дж/л при КПД  $\approx 4\%$  [15] и длительности импульса генерации более 100 нс.

В 1987 г Lascour B. и Vannier C. [16] для накачки ХеСl лазера предложили использовать режим с инициированием разряда рентгеновским излучением. Такой подход позволил минимизировать индуктивность разрядного контура, и увеличить скорость роста разрядного тока. В таких режимах возбуждения разряда накачки Puech V. с соавторами [17] в электроразрядном ХеСl лазере получили излучение с удельной энергией - 7.6 Дж/л при эффективности 2.9% и длительности импульса излучения  $\approx 50$  нс на полувысоте. В работе [45] сообщается о получении лазерного излучения с плотностью энергии  $\approx 10$  Дж/л.

Для многих приложений необходим частотный режим генерации. В настоящее время в группах Lascour B., Wittman W. J., Борисова В. М, а также фирмой SOPRA созданы частотные ХеСl лазеры со средней мощностью  $\approx (0.5 - 1)$  кВт [18 - 21].

Наряду с развитием экспериментальной техники развивались и методы математического моделирования. Наиболее точные модели ХеСl лазера, были созданы в группах Puech V. [17] и Botticher W. [22]. При этом большое внимание уделялось постановке экспериментов, направленных на тестирование моделей. Однако моделирование, как правило, проводилось в узком диапазоне начальных условий, без детального анализа динамики кинетических процессов. Поэтому потенциальные возможности среды (величины плотности энергии, мощности излучения и эффективности), определяемые кинетикой процессов в активной среде, оставались неизвестными. Для решения этой задачи были необходимы более детальные исследования кинетики процессов в плазме пространственно однородных разрядов, исследования процессов передачи энергии на верхние лазерные уровни, и каналов неизбежных потерь энергии в широком диапазоне начальных условий.

Важной проблемой на пути повышения мощности, энергии излучения и эффективности является образование плазменных каналов, шунтирующих разрядный промежуток. Качественную модель развития таких каналов в разрядах накачки ХеСl лазера предложили Coutts J. и Webb C. E. в 1986 г. [23]. Согласно этой модели, причиной развития плазменных каналов с высокой проводимостью может быть неоднородное выгорание галогеносодержащих молекул HCl. Однако количественной математической модели развития таких каналов в объемных разрядах в смесях газов с HCl не существовало.

Для разработки эффективных методов подавления плазменных каналов с высокой проводимостью необходимы исследования процессов в разряде, которые вызывают формирование и развитие плазменных и искровых каналов. В этой связи, наряду с экспериментальными методами исследования, эффективным является использование 1D и 2D методов математического моделирования пространственно неоднородных разрядов.

Наиболее простыми являются 1D модели параллельных сопротивлений [25-30], в которых напряженность электрического поля и концентрации всех частиц в направлении анод – катод, и по длине разрядного промежутка не меняются. Такие

модели использовались при исследовании влияния формы электродов на пространственные и энергетические характеристики разряда и эффективность лазеров.

Для исследования процессов формирования и развития плазменных каналов более эффективным является использование 2D моделей. Такие модели были созданы Turner M. M. в 1992 [31], Simon G. и Botticher W. 1994 г. [27] и Akashi H. с соавторами в 1999 г. [32]. Как правило, эти модели используют упрощенную кинетику процессов в разряде, что существенно уменьшает время расчета и его точность, ограничивает область ее применения. На момент начала диссертационной работы не было 2D модели разряда в смеси инертных газов с галогеном, которая бы обеспечивала высокую точность расчетов в широком диапазоне изменения начальных условий.

**Объемные разряды в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>.** Основной областью применения таких разрядов являются электроразрядные HF лазеры. Значительный прогресс в создании таких лазеров был достигнут в последние годы. В группе Pusch V. [33,40,44] в электроразрядном нецепном HF лазере получено излучение с эффективностью 8% и удельной энергией 9.6 Дж/л. В работах Фирсова К. Н. с соавторами [34,36 - 39] в лазерах с инициированием накачки электрическим разрядом, получена энергия импульса излучения сотни джоулей. На установке с размером активной области 27×20×100 см<sup>3</sup> удалось получить энергию излучения ≈ 400 Дж при КПД 4%. В работе Тарасенко В. Ф. с соавторами [35] сообщается о получении генерации с эффективностью ≈ 10% относительно вложенной энергии и ≈ 4% относительно запасенной энергии.

Для HF лазеров актуальной задачей также является обеспечение пространственной однородности разряда при больших плотностях энергии накачки. Для решения этой задачи необходимо более детально исследовать механизмы развития пространственных неоднородностей разряда и влияние на них начальных условий. Действие таких механизмов приводит к формированию плазменных каналов, расширению либо сужению разряда в условиях неоднородного распределения электронов предыонизации, либо напряженности электрического поля. Эффект изменения ширины наблюдался Фирсовым К. Н. с соавторами [36-39], в нашей лаборатории [43], а также Pusch V. с соавторами [44]. В работе [38] в разряде в смесях SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> обнаружен также эффект колебаний плотности разрядного тока, который не наблюдался в разрядах с HCl. Механизм изменения ширины разряда, и механизм формирования плазменных каналов в смесях на основе SF<sub>6</sub> были до конца не исследованы, и требовали дальнейшего детального изучения кинетики процессов в пространственно неоднородных разрядах такого типа.

На момент начала диссертационной работы 2D модели разряда в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>, которая могла бы объяснить данные эффекты, не существовало. Наиболее полной была 0D модель объемного разряда в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>, представленная в работе [40]. Однако для исследования развития плазменных каналов в таких смесях модель кинетики, представленная в данной работе, требовала доработки в области высоких плотностей тока и концентрации электронов.

**Целью диссертационной работы** является исследование кинетики процессов в пространственно однородных и неоднородных разрядах в смеси Ne/Xe/HCl и в смесях на основе SF<sub>6</sub> в широком диапазоне начальных условий. Исследование

закономерностей распределения поглощенной энергии в плазме газового разряда. Исследование механизмов изменения пространственных характеристик плазмы и механизмов формирования плазменных каналов в таких разрядах.

### **Основные задачи**

1. Создать пакет программ для расчета и анализа характеристик лазеров, кинетики процессов в пространственно однородной (0D) и неоднородной (1D и 2D) плазме газового разряда в смесях газов с HCl и SF<sub>6</sub>.
2. Исследовать кинетику процессов возбуждения, ионизации, прилипания, рекомбинации и образования эксимерных молекул XeCl\*\* на верхних колебательных уровнях.
3. Исследовать влияние процессов колебательной релаксации молекул XeCl\*\* на эффективность XeCl лазера.
4. Выявить механизм потерь энергии в разряде. Определить максимальную энергию излучения, эффективность XeCl лазера и возможность их получения.
5. Определить основные процессы, влияющие на развитие плазменных каналов с высокой проводимостью в газовых смесях Ne/Xe/HCl.
6. Исследовать кинетические процессы в пространственно однородном разряде в SF<sub>6</sub> в широком диапазоне мощности накачки.
7. Исследовать процессы, влияющие на изменение пространственных характеристик разряда в SF<sub>6</sub> при однородном распределении напряженности электрического поля E и неоднородном распределении электронов предыонизации.
8. Исследовать влияние добавки C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> на кинетические процессы в газовой смеси SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>.
8. Исследовать механизм образования и развития плазменных каналов в условиях пространственно неоднородного распределения напряженности электрического поля и однородного распределения концентрации электронов предыонизации в разрядах в SF<sub>6</sub>.

### **Защищаемые научные положения**

1. В оптимальных режимах накачки XeCl-лазера потери энергии в тепло при рекомбинации электронов и ионов, конверсии ионов Xe<sup>+</sup> в NeXe<sup>+</sup>, тушении возбужденных Xe\*, HCl(v) и HCl\* составляют ~50% от энергии накачки. Оставшаяся энергия передается молекулам XeCl\*\*. Потери энергии при релаксации молекул XeCl\*\* на нижние уровни равны ~30%. Снизить потери энергии указанных видов не представляется возможным. Оставшейся потери, энергии (~20%) обусловлены тушением молекул XeCl\*. Потери этого типа можно регулировать выбором начальных условий.
2. В диапазоне мощности накачки (0,5 ÷ 6,0) МВт/см<sup>3</sup> и длительности импульса (20 ÷ 150) нс, максимальная эффективность генерации реализуется при мощности накачки ~0,5 МВт/см<sup>3</sup>, которая создает активную среду с достаточным усилением при минимальных потерях энергии в процессах тушения XeCl\* молекул. Одновременное увеличение начальной концентрации HCl(0) и мощности накачки повышает плотность энергии излучения и снижает эффективность лазера, что связано с увеличением

скорости процессов тушения эксимерных молекул  $\text{XeCl}^*$  электронами и молекулами  $\text{HCl}$ .

3. Повышенная напряженность электрического поля  $E$  в локальной области разрядного промежутка увеличивает частоту ионизации и создает неоднородное распределение электронов, при котором распределение поля выравнивается. Дальнейшее развитие плазменного канала определяется увеличением частоты ступенчатой ионизации в областях с большей концентрацией электронов. Выгорание  $\text{HCl}$  снижает прилипание электронов и ускоряет процесс развития канала. При развитии двух каналов, расположенных на малом расстоянии, ток канала с меньшей концентрацией электронов переключается в канал с большей концентрацией электронов.
4. Для разрядов в  $\text{SF}_6$  и  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{H}_6$  частоты ионизации и прилипания много больше их разницы и много больше частоты рекомбинации ионов, поэтому концентрация электронов оказывается значительно меньше концентрации ионов. В смеси  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{H}_6$  более низкий потенциал ионизации  $\text{C}_2\text{H}_6$  изменяет соотношение частот ионизации и прилипания, по сравнению с разрядом в  $\text{SF}_6$ . Это качественно изменяет характеристики плазмы. В  $\text{SF}_6$  при росте тока напряжение на плазме монотонно снижается. В  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{H}_6$  напряжение на плазме остается неизменным, или повышается, в зависимости от концентрации  $\text{C}_2\text{H}_6$ .
5. При неоднородном начальном распределении электронов и однородном распределении поля как в  $\text{SF}_6$ , так и в смеси  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{H}_6$ , развитие разряда до  $n_e \approx 2.0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  происходит без изменения пространственного распределения концентрации электронов. При дальнейшем развитии разряда:
  - В  $\text{SF}_6$ , в областях с большей концентрацией электронов частота ступенчатой ионизации становится больше частоты прилипания к  $\text{SF}_6(v)$ , что ведет к образованию плазменного канала. Одновременно, в областях с меньшими значениями  $n_e$ , разряд гаснет.
  - В смеси  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{H}_6$  частота прилипания электронов к  $\text{SF}_6(v)$  больше частоты ступенчатой ионизации. Поэтому рост концентрации электронов в области больших  $n_e$  прекращается, а в области меньших значений -  $n_e$  продолжает увеличиваться.
6. В разряде в  $\text{SF}_6$  при одновременном развитии одного или нескольких плазменных каналов и разряда, однородного в остальной части объема, изменение тока, протекающего через плазменный канал, происходит в виде колебаний во времени. Колебания тока в канале обусловлены колебаниями частот прилипания и ионизации, и не изменяют монотонный характер нарастания и спада суммарного тока.

### **Научная ценность и новизна результатов**

Следующие результаты были получены впервые в ходе выполнения настоящей диссертационной работы:

1. Показано, что в разрядах в смесях  $\text{Ne/Xe}$  энергия образования электрон-ионной пары в начальной стадии разряда составляет  $\varepsilon_{i0} \approx 500 \text{ эВ}$ . При увеличении концентрации возбужденных атомов до  $\text{Xe}^* \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  энергия образования электрон-ионной пары уменьшается до  $\varepsilon_i \approx 2 \text{ эВ}$ .

2. В плазме разряда накачки XeCl лазера определены пути и закономерности преобразования поглощенной энергии в энергию лазерного излучения и в тепло в широком диапазоне мощностей накачки (0.5 – 6 ) МВт/см<sup>3</sup>, длительностей импульса излучения (20 - 150) нс и плотности вложенной энергии (50 - 350) мДж/см<sup>3</sup>. Обосновано предельное значение удельной энергии излучения при увеличении концентрации HCl в активной среде.
3. Обоснован механизм формирования плазменного канала при неоднородном начальном пространственном распределении напряженности электрического поля и концентрации электронов в смесях Ne/Xe/HCl и в смесях на основе SF<sub>6</sub>. В основе механизма лежит совместное взаимное влияние пространственного распределения поля E и концентрации электронов на распределение скоростей образования и гибели электронов, ионов и возбужденных частиц плазмы.
4. В разряде в SF<sub>6</sub>, частоты прямой и ступенчатой ионизации становятся сравнимы при концентрации электронов  $n_e \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и плотности разрядного тока более  $j \sim 200$  А/см<sup>2</sup>.
5. При плотности вложенной мощности  $P \geq 1$  МВт/см<sup>3</sup> концентрация положительно и отрицательно заряженных ионов существенно превышает концентрацию электронов.
6. Изменение неоднородного пространственного распределения электронов в разрядах в SF<sub>6</sub> и в смесях SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> происходит при концентрации электронов  $n_e > 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и определяется соотношением частот ступенчатой ионизации и прилипания электронов к SF<sub>6</sub>(v), которые зависят от концентрации электронов и плотности вложенной мощности.
7. В разряде в SF<sub>6</sub> при одновременном развитии одного или нескольких плазменных каналов и однородного разряда, площадь которого больше площади каналов, изменение во времени  $n_e(t)$  и плотности мощности в каналах происходит в виде затухающих колебаний. Колебания тока в каналах и в однородном разряде не меняют монотонного характера нарастания и спада суммарного тока разряда.

Научная ценность перечисленных результатов обусловлена тем, что они дают новые знания о механизме формирования плазменных каналов, о процессах преобразования и передачи вложенной энергии в разрядах в смесях Ne/Xe/HCl и в смесях на основе SF<sub>6</sub>. Разработанный пакет программ позволяет моделировать электроразрядные газовые лазеры, газовые разряды и проводить анализ кинетики процессов в пространственно однородных и неоднородных разрядах.

### **Достоверность результатов диссертационной работы**

Достоверность полученных результатов подтверждается систематическим характером исследований, согласием расчетных временных зависимостей тока разряда, напряжения на плазме, характеристик лазерного излучения и пространственных характеристик разряда с результатами экспериментов, полученных в работах других авторов, в широком диапазоне изменения мощности накачки, давления и состава газовой смеси, длительности импульса, вложенной энергии и плотности тока.



## **Личный вклад автора**

В представленных в диссертационной работе результатах автор внес определяющий вклад в постановку задач исследований, проведение расчетов и анализ полученных результатов. Все оригинальные программные продукты, используемые в данной работе, разработаны автором лично. Исследование роли процесса ступенчатой ионизации в разрядах в SF<sub>6</sub> выполнено автором при участии профессора Puesch V., доктора Lacom B., д.ф.-м.н. Бычкова Ю. И. и к.ф.-м.н. С.Л. Горчакова. Исследование кинетики процессов в разрядах накачки ХеСl лазеров и в смесях газов на основе SF<sub>6</sub> выполнено автором при участии д.ф.-м.н. Ю. И. Бычкова и к.ф.-м.н. С. А. Ямпольской. Исследования пространственно неоднородных разрядов в смесях на основе SF<sub>6</sub> выполнены автором при участии д.ф.-м.н. Ю. И. Бычкова. Фамилии других соавторов, принимавших участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

## **Практическая ценность работы**

1. Результаты исследования процессов кинетики разряда в смесях Ne/Xe/HCl были использованы при разработке электроразрядных лазеров в лаборатории газовых лазеров ИСЭ СО РАН.
2. Результаты численного исследования кинетики процессов в SF<sub>6</sub> и в смесях SF<sub>6</sub> с углеводородами позволяют выбрать оптимальные параметры электрической цепи, разрядной камеры и электродов для формирования пространственно однородного разряда накачки HF лазеров с необходимыми характеристиками.
3. Полученные результаты являются физической основой для разработки инженерных методов расчета конкретных лазерных систем.

## **Публикации и апробация результатов**

Основные материалы по теме диссертации опубликованы в 42 работах и докладывались на 17 международных и всесоюзных конференциях: Международной конференции Лазер 79 (США, 1979); IV Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы (Киев, 1975); II Всесоюзном семинаре по сильноточной электронике (Томск, 1978); III Международном семинаре по KrF технологиям (Англия, 1992); 4 – 7 Международных конференциях «Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул» (Томск); XXVI Международной конференции по явлениям в ионизованных газах (Грейфсвальд, Германия 2003); XIV Симпозиуме по сильноточной электронике (Томск, 2006 г.); 6 Российско-Китайском симпозиуме по лазерной физике и лазерным технологиям (Томск, 2000); VII Российско - Китайском симпозиуме по лазерной физике и лазерным технологиям (Томск, 2004 г.); международной конференции «Оптика Лазеров» (Санкт Петербург, 1993 г., 2006 г.); XV международном симпозиуме «Мощные газовые и химические лазеры», (Прага 2006 г.); 13 Международной конференции

по методам аэрофизических исследований, (Новосибирск, 2007 г.); 10 Международной конференции по физике газоразрядной плазмы, (Томск 2007 г.)

### Структура и объем диссертации.

Диссертация включает введение, семь глав, заключение, приложение и список литературы из 193 наименований. Объем диссертации составляет 212 страниц, число рисунков - 107.

### Краткое содержание диссертации

**Во введении** показана актуальность темы диссертационной работы, а также сформулированы положения, выносимые на защиту. Дан краткий обзор современного состояния работ по электроразрядным ХеСl и HF лазерам. Рассмотрены основные проблемы на пути увеличения энергетических характеристик и эффективности лазерных систем.

**Глава 1** посвящена обзору литературы. Приведены наиболее важные экспериментальные и теоретические работы, выполненные по теме диссертации. На основе анализа литературных данных обоснованы основные направления и задачи исследования пространственно однородных и неоднородных электрических разрядов в смесях газов с HCl и SF<sub>6</sub>.

**Глава 2** посвящена исследованию процессов преобразования и распределения плотности мощности в объемном разряде в смесях Ne/Xe и Ne/Xe/HCl методами компьютерного моделирования.

Описана численная модель, которая включает: 1. уравнения баланса для концентраций частиц плазмы, 2 – уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергии, 3 – уравнения электрической цепи, 4 – уравнения, описывающие формирование лазерного излучения в резонаторе.

Для решения уравнения Больцмана впервые использован метод «взвешенных невязок», который обеспечивает высокую точность расчетов при небольших

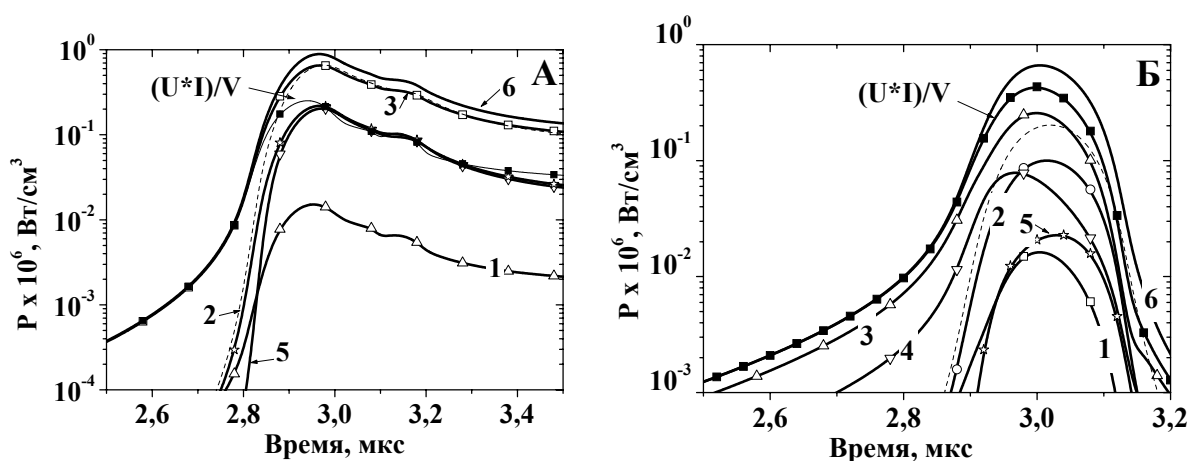


Рис. 1. Зависимости от времени плотности мощности, передаваемой в разряд в следующих реакциях: 1 - прямая ионизация, 2 - ступенчатая ионизация, 3 - возбуждение Хе\*, 4 – возбуждение HCl(v), 5 – электрон-ионная рекомбинация, сплошная линия – суммарная мощность, передаваемая на Хе<sup>+</sup>, пунктир - девозбуждение Хе\*. А - Ne/Xe =1000/10. Б - Ne/Xe =1000/10/1.

затратах времени. Для формирования и решения уравнений электрической цепи

использованы алгоритмы автоматизации расчета электрических цепей. Создан пакет программ, который позволяет: 1 - менять конфигурацию и параметры электрической цепи, 2 - менять набор уравнений кинетики, константы и сечения взаимодействия электронов с атомами и молекулами среды, 3 - изменять параметры разрядного промежутка и резонатора, 4 - проводить расчеты характеристик разрядной плазмы и параметров излучения ХеСl и других газовых лазеров, 5 – проводить анализ полученных результатов.

Тестирование модели проводилось в широком диапазоне начальных условий. Все расчеты проведены без подгоночных параметров и без изменения констант и сечений взаимодействия электронов и частиц плазмы. Во всем диапазоне начальных условий расчетные данные хорошо согласуются с результатами экспериментов.

Исследование кинетики процессов образования и гибели электронов и возбужденных частиц плазмы в пространственно однородном разряде в смесях Ne/Xe/HCl показали (рис.1) что в начальной стадии разряда, при концентрации  $\text{Xe}^* < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , более 90% плотности мощности накачки тратится на возбуждение  $\text{Xe}^*$  и  $\text{HCl}^*$  (кривые 3 и 4). При концентрации  $\text{Xe}^* > 10^{14} \text{ см}^{-3}$  в результате процессов девозбуждения  $\text{Xe}^*$ , часть энергии возвращается электронам (пунктир). В результате роста частоты процессов ступенчатой ионизации, доля плотности мощности, затраченной на ионизацию, в максимуме тока увеличивается до  $\approx 20\%$ .

Затраты плотности мощности на ионизацию и возбуждение в смесях Ne/Xe/HCl = 1000/10/0, 1000/10/1 и 1000/10/3, зависят от концентрации молекул HCl. Увеличение концентрации HCl приводит к увеличению доли плотности мощности, затраченной на колебательное возбуждение этих молекул, а доля плотности мощности, затраченной на возбуждение  $\text{Xe}^*$ , падет. Это приводит к уменьшению скорости ступенчатой ионизации относительно скорости

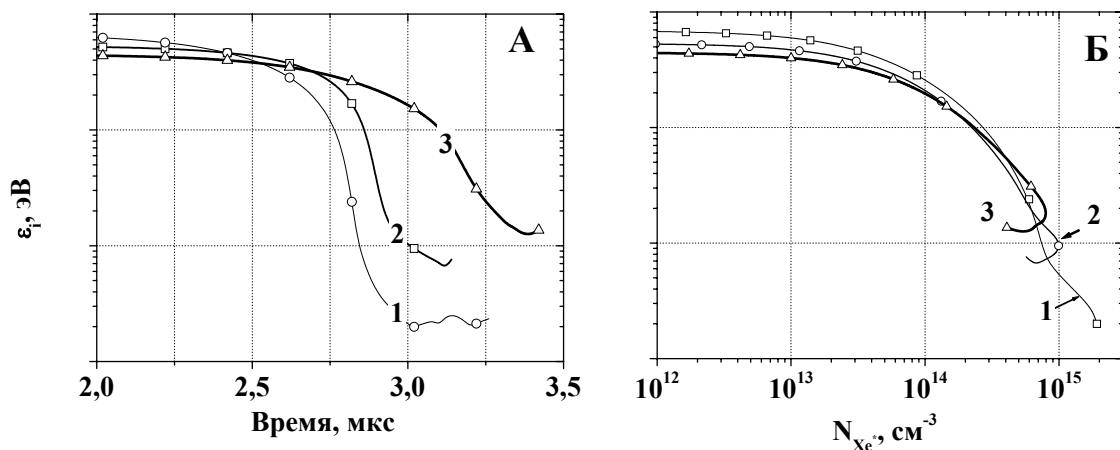


Рис.2. Зависимость энергии образования электрон-ионной пары  $\epsilon_i$  от времени – А и от концентрации возбужденных состояний  $\text{Xe}^*$  - Б в смеси Ne/Xe/HCl = 1000/10/X. 1 - X = 0; 2 – X = 1; 3 - X = 3.

прилипания.

Показателем доли плотности мощности, затраченной на ионизацию, служит энергия образования электрон-ионной пары  $\epsilon_i$ . Чем больше  $\epsilon_i$ , тем меньшая доля поглощенной мощности расходуется на ионизацию. Для смеси Ne/Xe (рис. 2

кривая 1) в начальной стадии разряда энергия  $\epsilon_i$  равна  $\approx 500$  эВ. Спад  $\epsilon_i$  начинается при концентрации  $\text{Xe}^* \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует  $n_e \approx (10^{11} - 10^{13}) \text{ см}^{-3}$ . Минимальное значение энергии образования электрон-ионной пары в разряде в смеси  $\text{Ne}/\text{Xe}=1000/10$ , составляет  $\epsilon_i \approx 2$  эВ. При увеличении концентрации  $\text{HCl}$  доля энергии, расходуемой на возбуждение этих молекул, увеличивается, а доля энергии, расходуемой на ионизацию, уменьшается. В результате такого перераспределения мощности увеличивается минимальное значение энергии образования электрон-ионной пары.

**Глава 3** посвящена исследованию кинетики процессов преобразования и передачи энергии в разрядах накачки  $\text{XeCl}$  лазера, исследованию процессов, определяющих потенциальные возможности  $\text{XeCl}$  лазера.

Расчеты проводились в диапазоне плотности вложенной энергии от  $50 \text{ мДж/см}^3$  до  $350 \text{ мДж/см}^3$ , длительности импульса накачки от  $20 \text{ нс}$  до  $150 \text{ нс}$  на полувысоте и плотности энергии генерации до  $7.6 \text{ мДж/см}^3$ . Для сравнения выбраны три эксперимента [15, 7, 17], параметры установок, электрические схемы и режимы возбуждения в которых покрывали выбранный диапазон начальных условий и нам были хорошо известны.

Минимальная плотность энергии накачки составляла  $E_n \approx 50 \text{ мДж/см}^3$ , а длительность импульса  $T \approx 150 \text{ нс}$  по основанию [15]. Во всей области изменения зарядного напряжения ( $25 \text{ кВ} - 36 \text{ кВ}$ ), расчетные осциллограммы тока и напряжения на плазме, энергии излучения и эффективности  $\text{XeCl}$  лазера хорошо совпадали с результатами экспериментов. При зарядном напряжении  $36 \text{ кВ}$  вложенная энергия равна  $25 \text{ Дж}$ . Примерно  $45\%$  этой энергии поступает на верхние колебательные уровни молекулы  $\text{XeCl}^{**}$ . Остальные  $55\%$  энергии преобразуется в тепло. Значительная доля энергии ( $\approx 37\%$ ) теряется при тушении возбужденных уровней  $\text{Xe}^*$  и  $\text{HCl}^*$  атомами и молекулами среды.

Результаты исследования  $\text{XeCl}$  лазера с удельной энергией накачки  $\approx 100 \text{ мДж/см}^3$  и длительностью импульса накачки  $\approx 50 \text{ нс}$  по основанию [7] также хорошо согласуются с данными эксперимента. В данном режиме доля вложенной

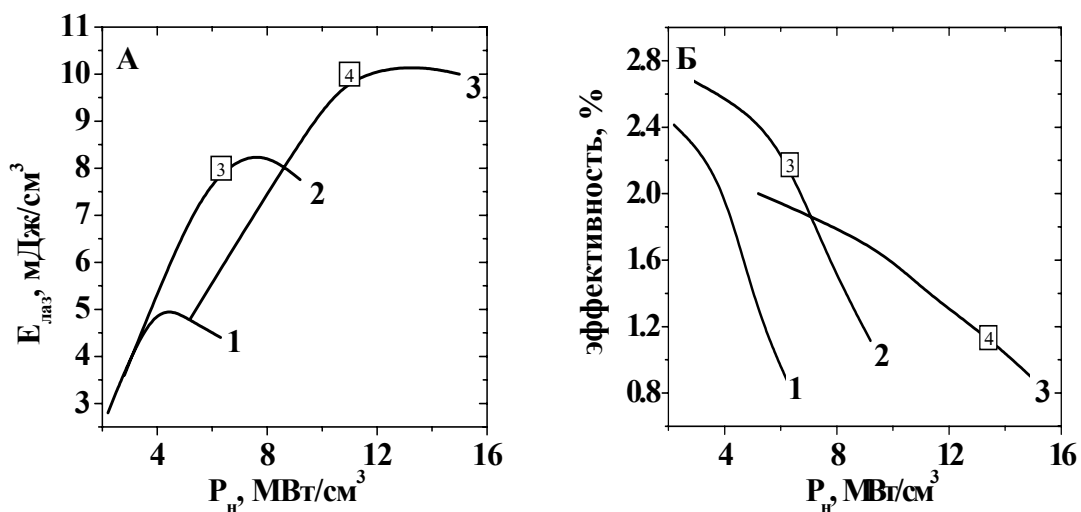


Рис.3. Зависимость плотности энергии излучения – А и эффективности лазера – Б от плотности мощности накачки для смесей  $\text{Ne}/\text{Xe}/\text{HCl}$ : 1 –  $1000/5/0.85$ , 2 –  $1000/5/1.7$ , 3 –  $1000/5/3.4$ . [3] -  $U = 16 \text{ кВ}$ ; [4] -  $U = 22 \text{ кВ}$ .

энергии, поступающая на верхние колебательные уровни молекулы  $\text{XeCl}$ , составляет  $\approx 45\%$ . До 64% этой энергии теряется в процессах VV и VT релаксации молекулы  $\text{XeCl}^{**}$  с верхних колебательных уровней на уровень  $\text{XeCl}(v=0)$ .

В работе [17], в которой плотность вложенной энергии составляет  $E_H \approx 350 \text{ мДж/см}^3$ , получена плотность энергии генерации  $E \approx 7.6 \text{ Дж/л}$ . На сегодняшний день это один из лучших результатов. Поэтому представляет интерес исследование потенциальных возможностей данной системы. Как показали расчеты, при одновременном увеличении концентрации  $\text{HCl}$  и плотности мощности накачки можно увеличить плотность энергии генерации до  $E \approx 10 \text{ Дж/л}$

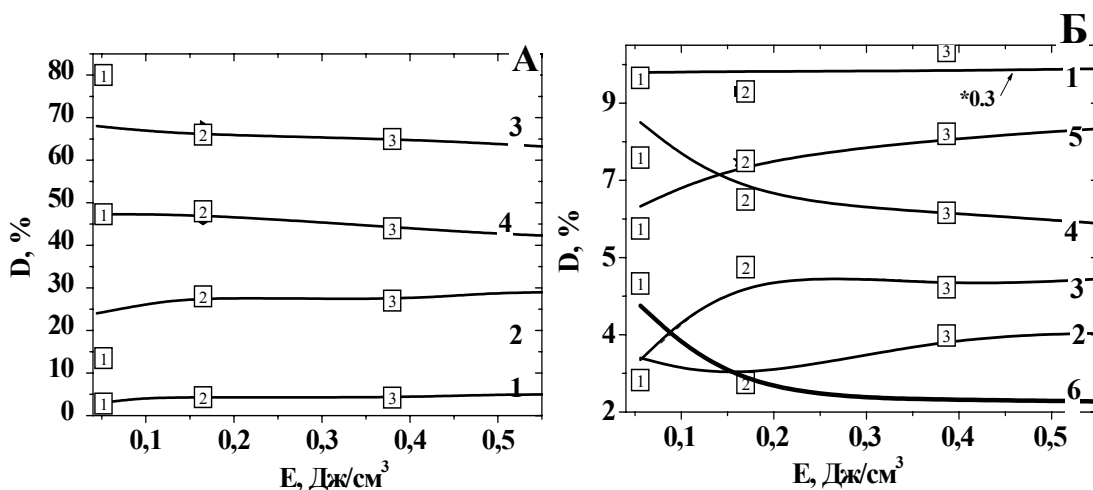


Рис.4. А - Доля энергии, передаваемая в разряд в процессах прямой и ступенчатой ионизации -1, 2, возбуждения -3, энергия, передаваемая на  $\text{XeCl}^*$  – 4. Б - Доля энергии, потерянная при: релаксации  $\text{XeCl}(v)$  -1, тушении  $\text{XeCl}$  тяжелыми частицами -2, электронами -3, суммарные потери при тушении- 5 (2+3), потери  $\text{XeCl}$  за счет эффекта индуцированного излучения – 4, эффективность лазера – 6. [1] - [15]; [2] - [7]; [3] - [17].

(рис.3). При увеличении энергии КПД уменьшается и достигает  $\eta \approx 1.3\%$  при  $E \approx 10 \text{ Дж/л}$ . При дальнейшем увеличении плотности мощности накачки прирост потерь энергии в каждом импульсе сравнивается с приростом энергии генерации.

В оптимальных режимах возбуждения (в которых выгорание  $\text{HCl}$  составляет  $\sim 80\%$ ), доля вложенной энергии, передаваемой на верхние колебательные уровни молекулы  $\text{XeCl}^{**}$ , составляет  $\approx 50\%$  (рис. 4 А) и меняется незначительно во всем диапазоне начальных условий. Остальная энергия теряется (преобразуется в тепло) в реакциях электрон-ионной рекомбинации, конверсии ионов  $\text{Xe}^+$  в  $\text{NeXe}^+$  и в реакциях тушения  $\text{Xe}^*$ ,  $\text{HCl}(v)$  и  $\text{HCl}^*$  электронами, атомами и молекулами среды. При релаксации молекул  $\text{XeCl}^{**}$  на нижние колебательные уровни теряется еще  $\sim 30\%$  энергии. Снизить потери энергии указанных видов не представляется возможным. Остальная энергия ( $\sim 15\%$ ) теряется при тушении  $\text{XeCl}^*$  и при поглощении лазерного излучения в резонаторе. Теоретически эти потери энергии можно регулировать выбором начальных условий. Так при уменьшении плотности мощности накачки эти потери уменьшаются, а эффективность лазера увеличивается. При  $P \approx 0.5 \text{ МВт/см}^3$  ( $E \approx 0.06 \text{ Дж/см}^3$ ) эти потери оказываются минимальны ( $\sim 6\%$ ), а эффективность, рассчитанная как  $E_{\text{ЛАЗ}}/E_H$ , увеличивается до  $\sim 5\%$  (кривые 4, 5 и 6 на рис. 4 Б).

**Глава 4** посвящена исследованию влияния кинетических процессов на развитие плазменных каналов в разряде в смеси Ne/Xe/HCl. Приводится описание 2D модели разряда, которая содержит уравнения баланса для концентрации электронов, ионов и других частиц плазмы, уравнение непрерывности тока и уравнения электрической цепи. Система уравнений решается методом “взвешенных невязок”. Уравнение Больцмана для функции распределения

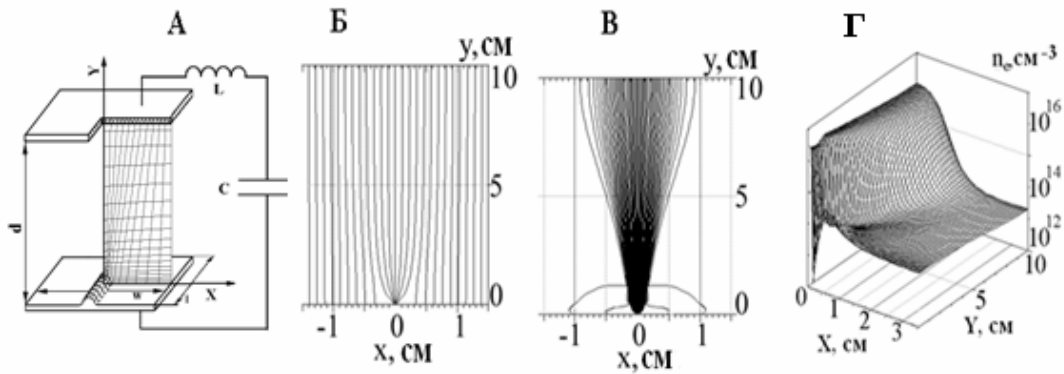


Рис. 5. А – схема расположения неоднородности и пример расчетной сетки, Б -Распределение тока в сечении разрядного промежутка при  $t = 500$  нс., В -  $t = 720$  нс, Г - пространственное распределение  $n_e$  при  $t = 720$  нс.

электронов по энергии и полная система уравнений баланса для концентраций частиц плазмы решается в каждой точке расчетной сетки. В центре катода ( $W = 10$  см) задается металлическая неоднородность с характерным размером  $\approx 1$  мм, усиливающая напряженность электрического поля  $E$  с  $5$  кВ/см до  $9$  кВ/см.

Распределение тока в сечении разрядного промежутка показано с помощью линий тока. Расчеты проведены для смеси Ne/Xe/HCl = 1000/10/1 при давлении  $P = 4$  атм и расстоянии между электродами  $d = 10$  см.

Образование плазменного канала начинается вблизи неоднородности (рис.5), в области усиленного поля. По мере увеличения  $n_e$ , канал распространяется в сторону анода и приобретает типичную форму (“cup like”), которая наблюдается в экспериментах. Как только концентрация электронов в канале достигает величины

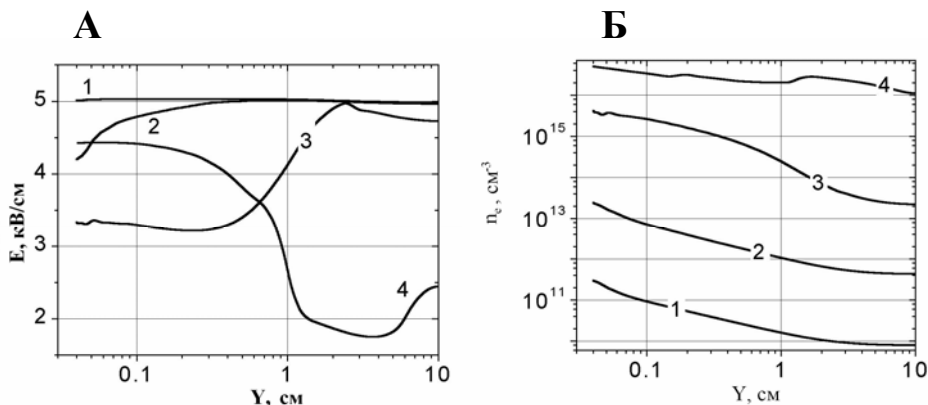


Рис. 6. А - распределение напряженности поля  $E$ , Б –  $n_e$ , вдоль оси (анод - катод) плазменного канала при 1 -  $t = 380$  ns; 2 -  $t = 500$  ns; 3 -  $t = 600$  ns; 4 -  $t = 720$  ns.

$n_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , ее рост замедляется. Мощность, переданная в разряд в реакциях ступенчатой ионизации, преобразуется в тепло в реакциях конверсии ионов и электрон-ионной рекомбинации (рис. 6 Б).

Распределение напряженности электрического поля и концентрации электронов тесно связаны. На рис. 6 показано распределение  $n_e$  и  $E$  вдоль оси плазменного канала в различные моменты времени. В начальной стадии разряда рост  $n_e$  в каждой точке определяется процессами прямой ионизации. Поэтому концентрация  $n_e(x, y, t)$  увеличивается быстрее в тех точках, где больше  $E$ . В результате, при  $t = 380 \text{ нс}$ . в области неоднородности образуется заряд поляризации  $\rho \sim \nabla n_e / n_e$  и распределение  $E(x, y, t)$  выравнивается.

При  $n_e > 10^{13} \text{ см}^{-3}$  основным процессом образования электронов становится

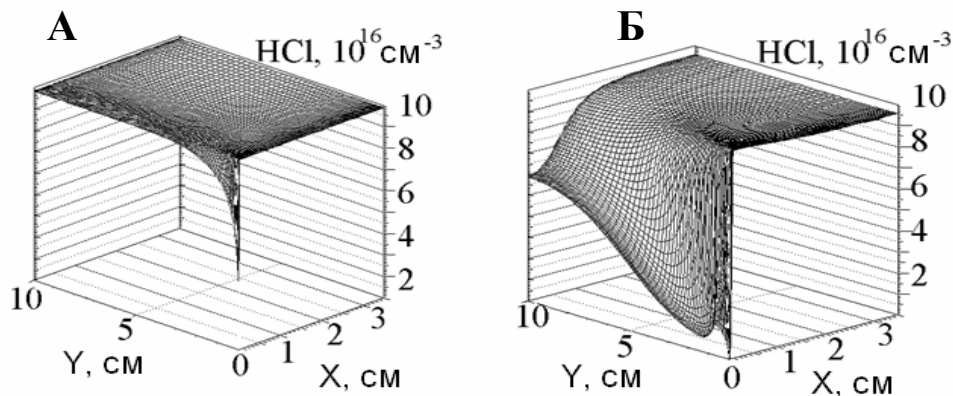


Рис.7. Распределение концентрации молекул HCl в сечении разрядного промежутка при  $t = 680 \text{ нс}$  (А);  $t = 720 \text{ нс}$  (Б).

ступенчатая ионизация, частота которой тем больше, чем больше концентрация  $\text{Xe}^*$ . Быстрее всего, она увеличивается в области неоднородности, что приводит к увеличению  $\rho$  и дальнейшему вытеснению поля в сторону анода (кривая 3 рис.6).

Увеличение  $n_e$  приводит к росту концентрации  $\text{HCl}(v)$  и увеличению скорости разрушения этих молекул в процессах диссоциативного прилипания. Концентрация

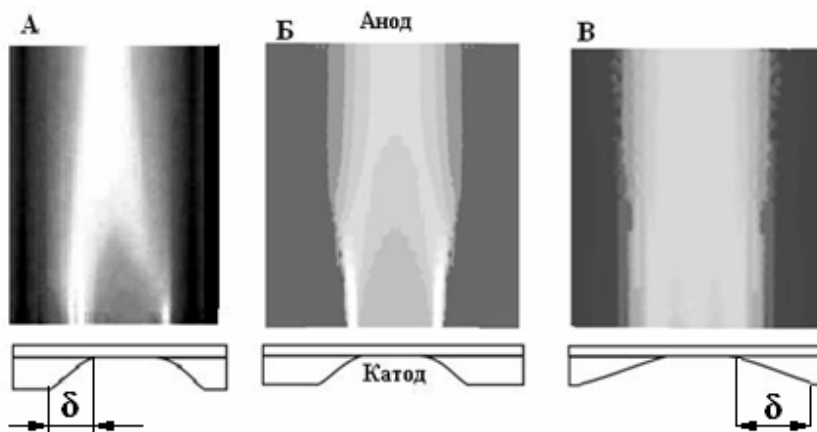


Рис. 8. Автографы лазерного излучения: А – эксперимент [46], Б – расчет при тех же параметрах, В – расчет при большей величине граничной области  $\delta$ .

HCl вдоль оси канала уменьшается (рис.7Б), что еще больше увеличивает скорость роста  $n_e$ . Плазменный канал продвигается от катода к аноду.

При отсутствии неоднородности на электродах, усиление поля  $E$  может быть вызвано неоднородным распределением  $n_e$  предыонизации. Это показано в п.4.3. Здесь приведены результаты 2D моделирования разряда в смеси Ne/Xe/HCl для

случая, когда предыонизация осуществляется рентгеновским излучением, которое вводится в разрядный промежуток через окно в катод. Размеры окна задаются

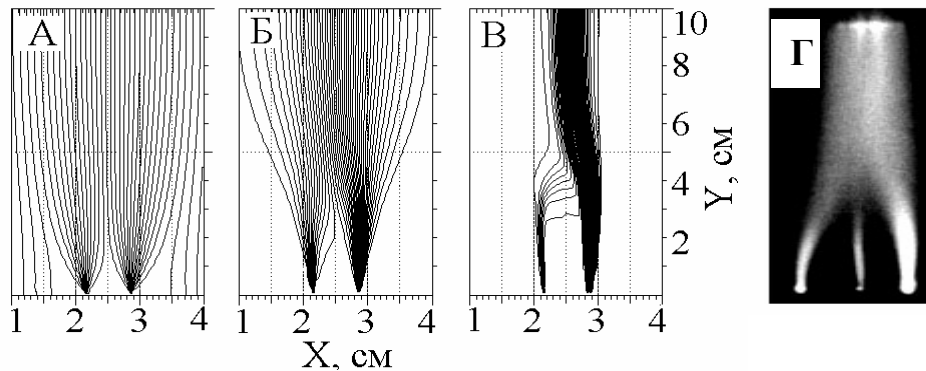


Рис. 9. Линии тока при  $\Delta X=0.6$  см. А -  $t=500$  нс, Б -  $t=600$  нс и В -  $t=700$  нс.  
Г – эксперимент [42]  $Ne/Xe/HCl = 1000/10/1$ ,  $(E/P)_0 \sim 4.4$  Td.

маской (рис.8). В этом случае на катод, на границе окна, где величина  $\nabla n_e/n_e$  максимальна, возникает область усиленного поля, что приводит к увеличению скорости роста концентрации электронов, ионов и других частиц плазмы. На рис.8 представлены экспериментальные и рассчитанные распределения лазерного излучения за выходным зеркалом при одинаковых начальных условиях.

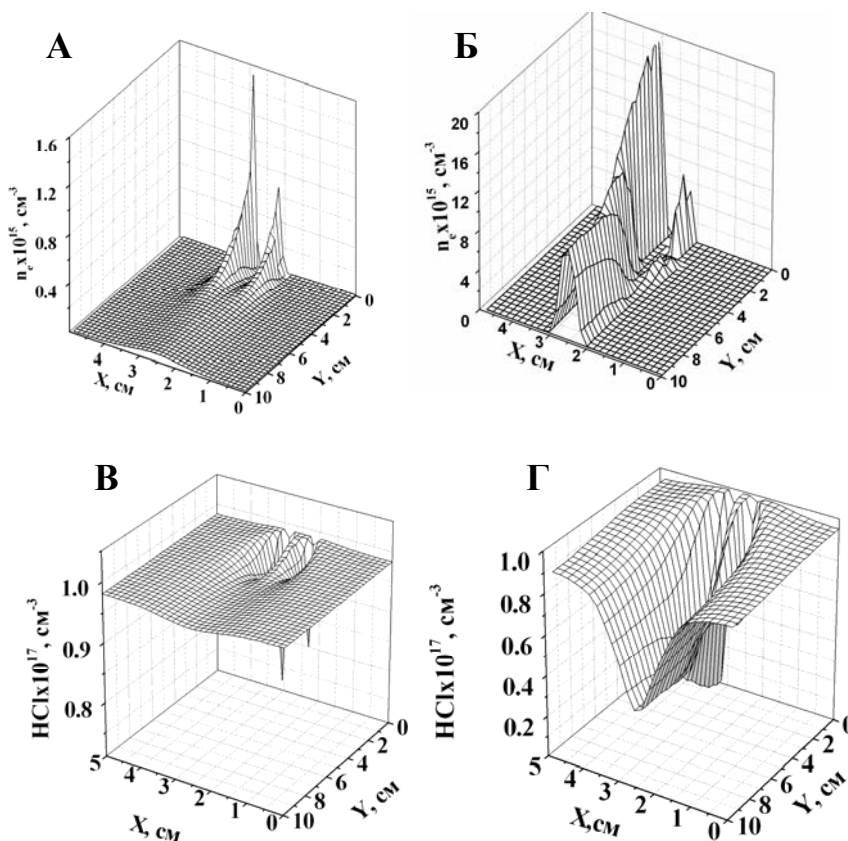


Рис. 10. Распределение в сечении разрядного промежутка: концентрации электронов –А, Б и HCl - В,Г при  $t = 600$  нс –А,В и  $t = 700$  нс - Б,Г.

Полученные результаты качественно совпадают. Увеличение ширины граничной области  $\delta$ , при сохранении остальных параметров, приводит к более однородному распределению поля  $E$  и мощности лазерного излучения (рис.8В).

В п.4.4, 4.4.1 и 4.4.2 исследуется пространственная структура разряда при формировании двух плазменных каналов, расстояние между которыми в области



катода составляет  $\Delta X = 0.6$  см. Неоднородности усиливают напряженность поля  $E$  в 2.2 раза (левый канал) и в 2.4 раза (правый канал).

Расчитанные распределения разрядного тока в поперечном сечении разрядного промежутка приведены на рис.9. Здесь же приведено свечение разрядного промежутка, полученное экспериментально [42]. На начальной стадии разряда (до  $t = 500$  нс) оба канала развиваются одинаково. Затем, правый канал с большей начальной напряженностью поля начинает доминировать, а левый канал гаснет. При этом оставшийся канал приобретает характерную форму. Такая модель поведения каналов качественно подтверждается совпадением пространственного распределения свечения разряда, полученным в расчетах и в эксперименте [42].

На рис. 10 приведены пространственные распределения электронов и молекул  $\text{HCl}$  в моменты времени, соответствующие рисункам 9Б и 9В. Более развитый канал начинает доминировать при  $t = 600$  нс, когда в области неоднородности увеличивается влияние процессов ступенчатой ионизации. При  $t = 700$  нс концентрация электронов в большем канале достигает  $n_e \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , при выгорании  $\Delta \text{HCl} \approx 90 \%$ .

Анализ пространственных распределений  $n_e$  и  $\text{HCl}$ , а также скоростей образования и гибели электронов позволяет выделить несколько характерных стадий развития разряда.

На начальной стадии в области катода развивается 2 канала, которые на расстоянии 0.5 см от катода сливаются в один. Основным процессом рождения электронов на этой стадии является прямая ионизация  $\text{Xe}$  и  $\text{HCl}$  в основном состоянии. Частота этого процесса зависит больше от поля  $E$ , чем от плотности вложенной энергии. На второй стадии, при  $n_e \geq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  увеличивается влияние процесса ступенчатой ионизации. Поэтому скорость роста концентрации электронов увеличивается в областях с большим значением  $n_e$ . Это приводит к росту скорости выгорания  $\text{HCl}$ . Что еще более ускоряет развитие плазменного канала с высокой проводимостью.

**Глава 5** посвящена исследованию кинетических процессов в пространственно однородных разрядах в  $\text{SF}_6$  и в смесях  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{H}_6$ . Создана 0D модель разряда, которая включает: уравнение Больцмана для расчета функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), систему балансных уравнений для концентрации электронов и других частиц плазмы, уравнение, описывающее изменение температуры газа, систему уравнений электрической цепи.

Тестирование модели проводилось в два этапа. На первом этапе анализировалось поведение констант ионизации, прилипания и дрейфовой скорости при изменении параметра  $E/N$  в интервале (100 ÷ 800) Td. На втором этапе расчетные осциллограммы тока и напряжения на плазме для разряда в  $\text{SF}_6$  ( $P = 45$  Торр) и в смеси  $\text{Ne/SF}_6/\text{C}_2\text{H}_6 = 77/13/12$  Торр сравнивались с осциллограммами, полученными экспериментально [43,44].

При детальной проверке модели рассчитывались характеристики однородного разряда в  $\text{SF}_6$  при давлении 60 Торр и зарядных напряжениях от 15 кВ до 30 кВ. Ширина разряда составляла 3.5 мм и 25 мм. Плотность тока в этих экспериментах изменялась в диапазоне от  $\sim 10$  А до  $\sim 1.2$  кА. Тестирование модели показало, что расчетные данные хорошо согласуются с результатами экспериментов [44] во всем диапазоне граничных условий.

Данных о сечении ступенчатой ионизации молекул  $SF_6^*$  в литературе нет. Однако, по нашим оценкам, этот процесс играет существенную роль, особенно при высоких плотностях тока. Сечение этого процесса можно представить в виде  $\sigma = F \cdot \sigma_X$ . Где  $F$  – масштабный коэффициент, а  $\sigma_X$  – сечение ионизации атома Хе\*. Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей пиковых значений плотности тока разряда и остаточного напряжения от напряжения зарядки показывает (рис.11), что при  $F = 0.2$  зависимости совпадают во всем диапазоне изменения зарядного напряжения. Анализ результатов, полученных с учетом ступенчатой ионизации и без нее, позволяет сделать вывод, что частота ступенчатой ионизации становится сравнимой с частотой процессов ионизации молекул  $SF_6(0)$  в основном состоянии при плотности разрядного тока  $j > 300 \text{ A/cm}^2$  ( $n_e > 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) (рис.11).

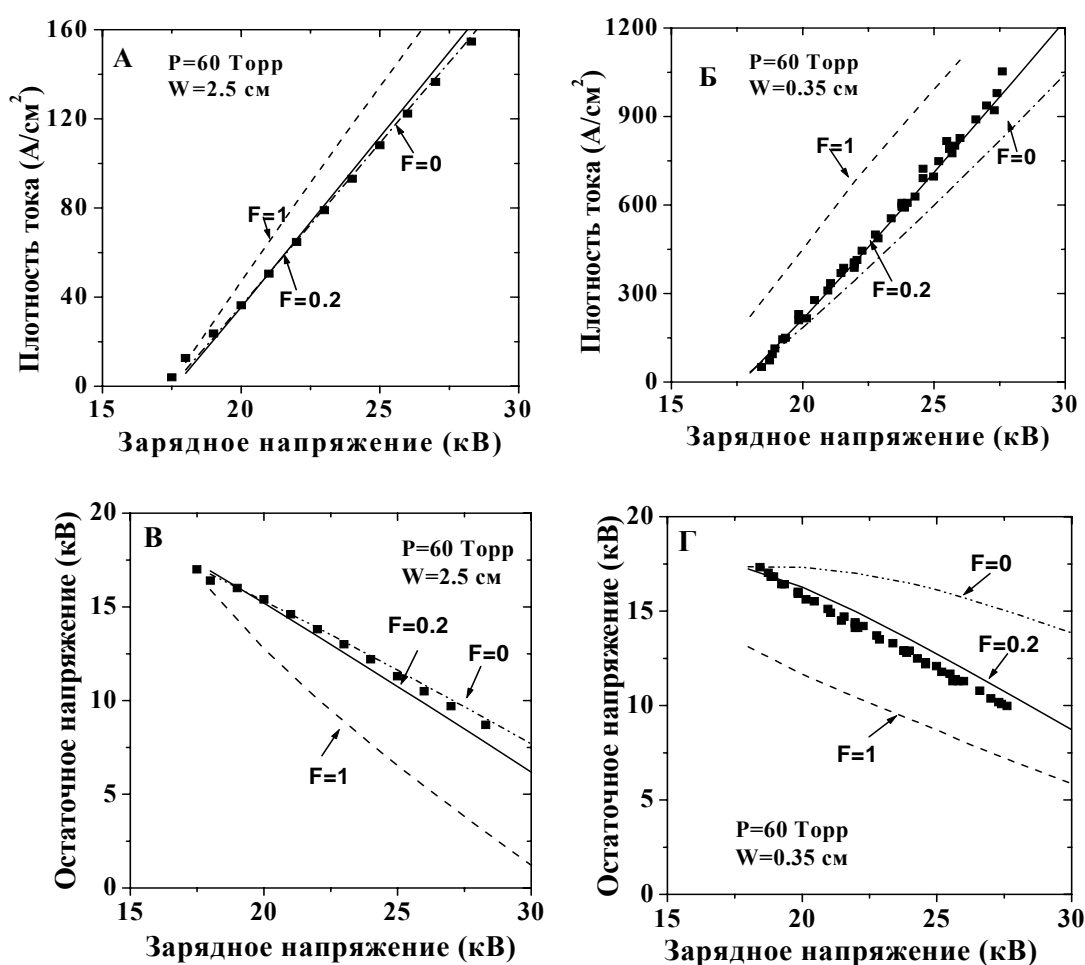


Рис.11. Зависимость от зарядного напряжения: А,Б – плотность максимального тока. В,Г – остаточное напряжение при различных значениях масштабного коэффициента  $F$ .  $SF_6$ ,  $P = 60 \text{ Torr}$ . Ширина разряда 3.5 мм и 25 мм. Точки – данные эксперимента. Линии – расчет.

Выделим две характерные стадии изменения  $n_e$ . На первой стадии суммарная частота процессов ионизации существенно превышает суммарную частоту процессов прилипания (рис.12А). Поэтому скорость роста концентрации электронов совпадает со скоростью роста концентрации положительных ионов, а

скорость роста концентрации отрицательных ионов оказывается существенно

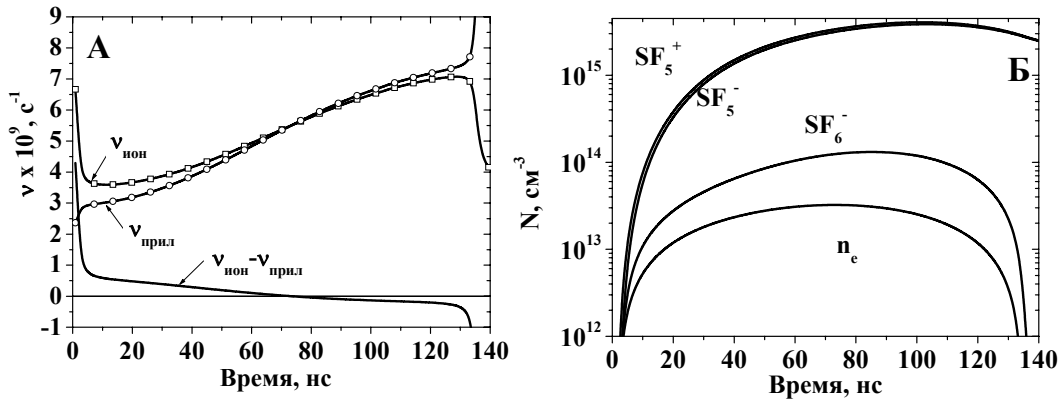


Рис.12. А- Зависимость от времени суммарных частот ионизации и прилипания электронов, Б – концентрации электронов и ионов.

меньше.

Вторая стадия начинается при  $n_e > 10^{13} cm^{-3}$ . В этот момент разность суммарных частот ионизации и прилипания (которая определяет скорость роста  $n_e$ ) становится на порядок меньше разности частот ионизации и рекомбинации (которые определяют скорость роста концентрации положительно заряженных ионов). Высокая скорость ионизации и прилипания приводит к тому, что концентрация ионов увеличивается и становится более чем на порядок выше концентрации электронов (рис. 12 Б).

Добавка  $C_2H_6$ , потенциал ионизации которой меньше потенциала ионизации

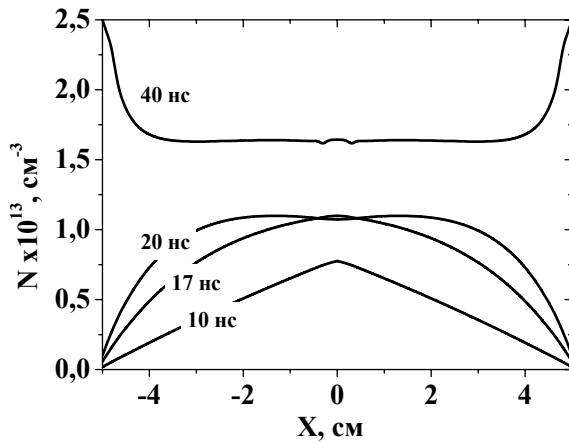


Рис.13. Распределение  $n_e(x,t)$  по ширине разрядного промежутка в различные моменты времени.  $SF_6/C_2H_6 = 50/10$  Торр.

$SF_6$ , повышает суммарную частоту ионизации на начальной стадии разряда, и приводит к более быстрому спаду напряжения на плазме. Это изменяет всю динамику кинетических процессов в плазме разряда и приводит к существенному изменению пространственных характеристик разряда.

**Глава 6** посвящена исследованию кинетических процессов, влияющих на изменение пространственных характеристик разряда в  $SF_6$  и  $SF_6/C_2H_6$  при однородном распределении поля и неоднородном распределении электронов предыонизации. Экспериментально показано [37, 44],

что в смесях  $SF_6$  с углеводородами разряд расширяется, а в  $SF_6$  разряд загорается в области предыонизации [44]. Однако механизм такого поведения разряда на момент начала работ был не исследован. Расчеты, результаты которых представлены в данной главе, проводились методом параллельных сопротивлений [28].

В п.6.2 и 6.3 приведены результаты исследования механизма расширения разряда в смесях  $SF_6/C_2H_6$  и  $Ne/SF_6/C_2H_6$ . Концентрация электронов предыонизации линейно спадала от  $1.0 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  в центре ( $X = 0 \text{ см}$ ) до  $1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$  на краях электрода ( $X = \pm 5 \text{ см}$ ). На начальной стадии развития разряда распределение электронов по ширине разрядного промежутка повторяет распределение электронов предыонизации до тех пор, пока  $n_e$  в центре разрядного промежутка не достигнет величины  $n_e \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (рис.13). Затем скорость роста  $n_e$  в этой точке начинает уменьшаться, а на границе продолжает увеличиваться. Распределение  $n_e$  становится однородным.

Такое поведение разряда определяется соотношением частот процессов рождения и гибели электронов в различные моменты времени в различных точках разрядного промежутка. Частоты процессов образования и гибели электронов разделим на две группы. К первой группе отнесем частоты прямой ионизации и прилипания электронов к невозбужденным молекулам  $SF_6(0)$ . Разность этих частот обозначим  $\nu_1 = \nu_{ИО} - \nu_{ПР}$ . Ко второй группе отнесем частоты, которые зависят от концентрации электронов и слабо зависят от напряженности электрического поля  $E$ . Это процессы ступенчатой ионизации и прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам  $SF_6(v)$ . Разность этих частот обозначим  $\nu_2 = \nu_{СТ} - \nu_{ПВ}$ . В течение всего импульса тока частота процессов прилипания электронов к  $SF_6(v)$  больше частоты ступенчатой ионизации, поэтому  $\nu_2 < 0$  как в центре разряда, так и на границе (рис.14). Следовательно, чем больше плотность вложенной энергии в данной точке разрядного промежутка, тем больше  $n_e$ ,  $SF_6(v)$  и суммарная частота прилипания. При достижении  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  рост  $n_e$  в центре разрядного промежутка прекращается. Максимум скорости роста  $n_e$  смещается от центра к границе разряда, и ширина разряда увеличивается.

В  $SF_6$  без добавки  $C_2H_6$  поведение разряда существенно отличается. При тех же условиях в  $SF_6$  ( $p = 60 \text{ Торр}$ ) концентрация электронов в центре разрядного промежутка со временем возрастает, а на краю - уменьшается (рис.15).

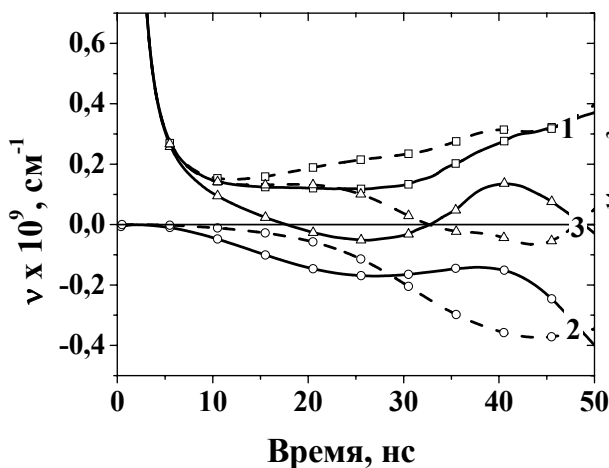


Рис.14. Зависимости от времени  $\nu_1$  и  $\nu_2$  при  $X = 0 \text{ см}$  (сплошные линии) и при  $X = 4 \text{ см}$  (пунктир). 1 –  $\nu_1 = \nu_{ИОН} SF_6(0) - \nu_{ПР} SF_6(0)$ ; 2 –  $\nu_2 = \nu_{ИОН} SF_6^* - \nu_{ПР} SF_6(v)$ ; 3 –  $\nu_3 = 1/n_e \cdot dn_e/dt = \nu_1 + \nu_2$ .  $SF_6/C_2H_6 = 50/10 \text{ Торр}$ .

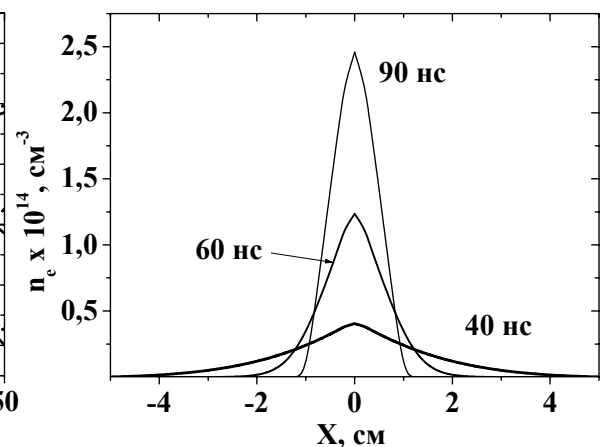


Рис.15. Распределение  $n_e(x,t)$  в различные моменты времени.  $SF_6 = 60 \text{ Торр}$ .

Поведение частот ступенчатой ионизации и прилипания зависит от вложенной

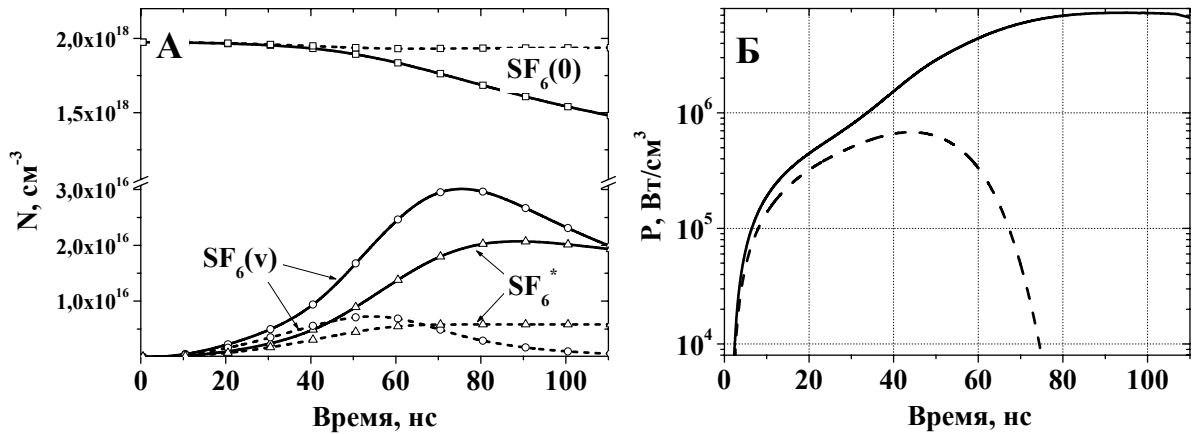


Рис.16. А - Зависимость от времени: А - концентрации молекул  $\text{SF}_6(0)$ ,  $\text{SF}_6(v)$ ,  $\text{SF}_6^*$  и Б – плотности мощности в центре разрядного промежутка – сплошные линии и на расстоянии  $X = 1.5$  см от центра – пунктир.

плотности мощности  $P$ , концентрации возбужденных молекул  $\text{SF}_6^*$ ,  $\text{SF}_6(v)$  и внешнего источника энергии. При  $t \approx 45$  нс в центре разряда концентрация  $\text{SF}_6^*$ ,  $\text{SF}_6(v)$  и электронов заметно больше чем на границе. Больше и ионизационная способность среды. Так как из-за спада напряжения на плазме мощности источника не хватает для ионизации разряда на границе, энергия вкладывается в области с более высокой ионизационной способностью среды. Плотность мощности на краю разряда падает, а в центре увеличивается, достигая значений  $P = 7$  МВт/см<sup>3</sup> (рис.16). Выгорание  $\text{SF}_6$  в центре разрядного промежутка достигает  $\approx 25\%$  (рис.16 А), а концентрация молекул  $\text{SF}_6(v)$  и  $\text{SF}_6^*$  в момент максимума тока в 3 раза больше чем при  $X=1.5$  см.

Зависимости от времени частот  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и частоты  $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$  показаны на рис. 17 АБ. Кривые, представленные на рис. 17А, соответствуют центру разрядного промежутка, а кривые, приведенные на рис.17 Б, получены при  $X = 1.5$  см. И в том и в другом случае частота  $\nu_2$  положительна, а частота  $\nu_1$  отрицательна. Различие

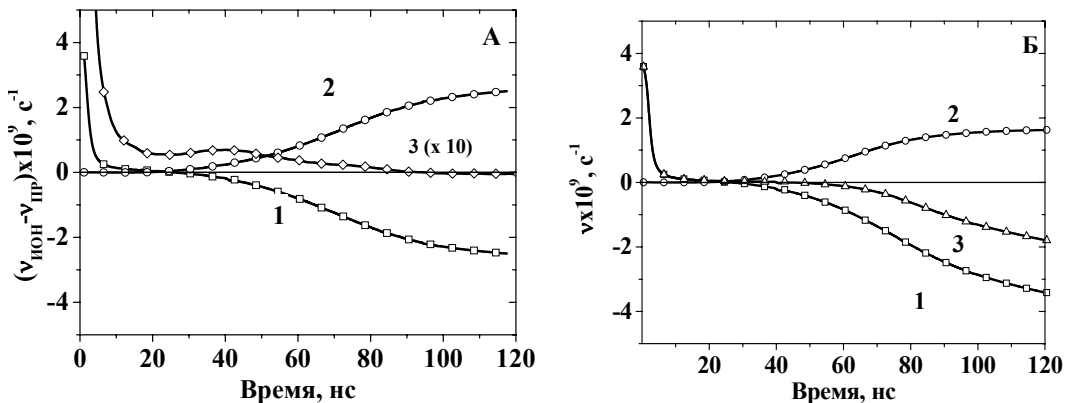


Рис.17. Разности частот 1 -  $\nu_1 = \nu_{\text{ион}} \text{SF}_6(0) - \nu_{\text{П}} \text{SF}_6(0)$ ; 2 -  $\nu_2 = \nu_{\text{ион}} \text{SF}_6^* - \nu_{\text{П}} \text{SF}_6(v)$ ; 3 -  $\nu_1 + \nu_2 - 3 \cdot \text{SF}_6 P = 60$  Торр. А -  $X = 0$  см, Б -  $X = 1.5$  см.

заключается в том, что в центре разряда величина  $v_2$  больше, а  $v_1$  меньше, чем на краю разряда. При спаде напряжения на плазме, в центре разряда увеличение частоты прилипания электронов к  $SF_6(0)$  компенсируется ростом частоты ступенчатой ионизации ( $v_2 > 0$ ) и  $v_3$  остается положительной вплоть до максимума тока. В сечении  $X > 1.5$  см частота прилипания электронов к  $SF_6(0)$  увеличивается быстрее чем частота ступенчатой ионизации, и уже при  $t > 50$  нс частота  $v_3 = v_1 + v_2$  становится отрицательной. Таким образом, добавка газа  $C_2H_6$  к  $SF_6$  увеличивает суммарную частоту  $v_3$  (за счет увеличения частоты  $v_1$ ) и скорость роста тока на начальной стадии разряда. Это приводит к большему, чем в  $SF_6$ , уменьшению напряжения на плазме. В результате, в разряде в смеси  $SF_6$  с  $C_2H_6$  увеличивается частота возбуждения молекул  $SF_6(v)$  относительно частоты возбуждения  $SF_6^*$ . Величина  $v_2$  становится отрицательной, и увеличивается при увеличении концентрации электронов.

Характерная особенность описанного случая состоит в том, что область с повышенной проводимостью составляет существенную часть площади разряда. Однако если площадь канала значительно меньше площади невозмущенной области разряда, «стягивания» всего разряда в канал уже не происходит.

**Глава 7** посвящена 2D моделированию развития плазменного канала в разряде в  $SF_6$  ( $P = 60$  Торр), вызванного неоднородным распределением напряженности электрического поля в разрядном промежутке. Площадь канала в данном случае составляет  $\sim 1\%$  суммарной площади разряда. Распределение электронов предыонизации пространственно однородно. Искажение поля  $E$  создается металлической неоднородностью с характерным размером  $\sim 0.1$  см, расположенной в центре катода, радиус которого составляет  $R = 2.4$  см. Расчеты проводились в предположении симметрии по азимутальному углу. Рассматриваются 2 режима с разным усилением напряженности электрического поля в области неоднородности  $E_H$ . В режиме А поле увеличено в 3 раза относительно средней величины  $E_{CP}$ , а в режиме Б - в 1.5 раза.

Распределение тока в сечении разрядного промежутка (линии тока) для режима А показаны на рис.18. Плазменный канал начинает формироваться при

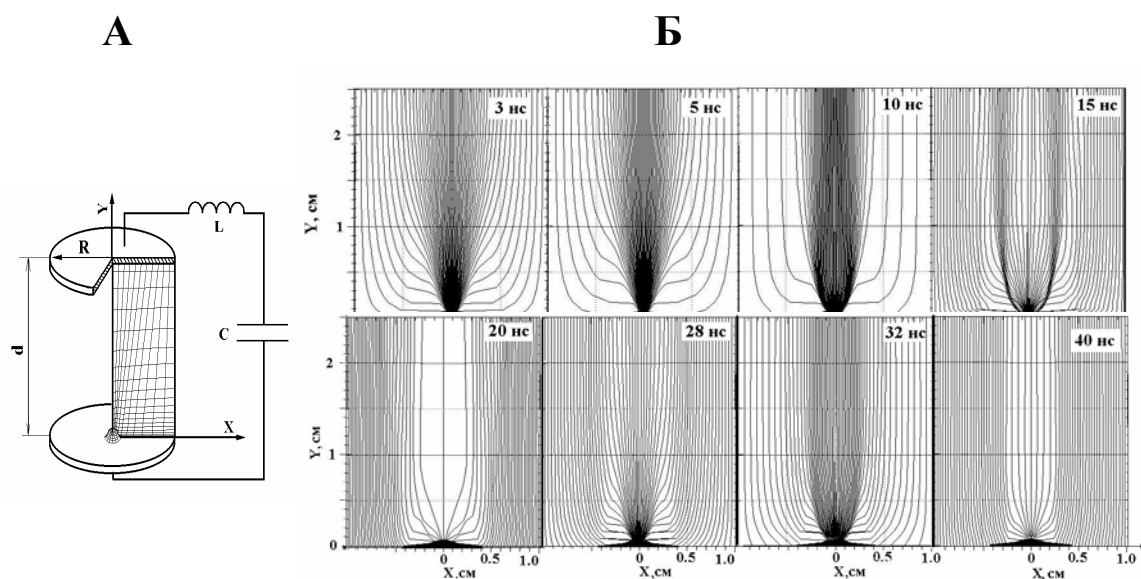


Рис. 18. А – схема расположения неоднородности и пример расчетной сетки, Б - Линии тока при усилении поля в области катода в 3 раза  $R = 2.5$  см  $E_H = E_{CP} * 3$ .

$t = 5$  нс. При  $t = 10$  нс канал уже полностью перекрывает разрядный промежуток. При  $t = 20$  нс ток вытесняется из области плазменного канала на границу разряда, и снова возвращается в канал при  $t = 32$  нс. Распределение тока в поперечном сечении разрядного промежутка в режиме Б, показано на рис.19. Канал не

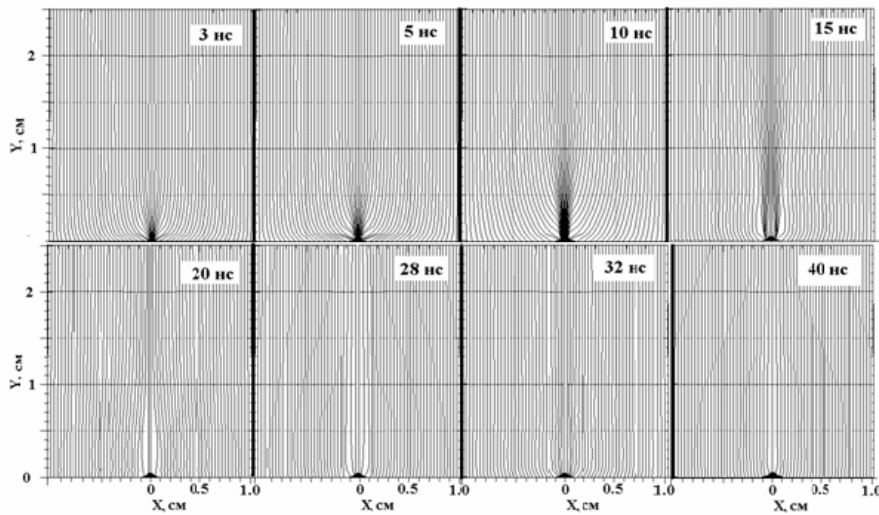


Рис. 19. Линии тока при начальном усилении напряженности поля в области катода.  
 $E_H = E_{CP} * 1.5$ .

перекрывает межэлектродный зазор. Пространственно однородный разряд формируется уже в момент максимума тока ( $t = 32$  нс).

На рис.20 показаны зависимости от времени напряженности поля  $E$  на оси канала в области катода (рис. 20 А), в области анода (рис. 20 Б – кривая 1), и на границе разряда – (рис. 20 Б кривая 2). В интервале времени  $t = (0 \div 5)$  нс изменение  $E(t)$  во всех сечениях разрядного промежутка обусловлено спадом напряжения на плазме. В области неоднородности величина  $\rho \sim \nabla n_e / n_e$  максимальна, что приводит к возникновению отрицательного заряда поляризации плазмы. Напряженность поля уменьшается с  $\sim 28$  кВ/см до  $\sim 9$  кВ/см (рис.20А), что значительно больше, чем в области анода.

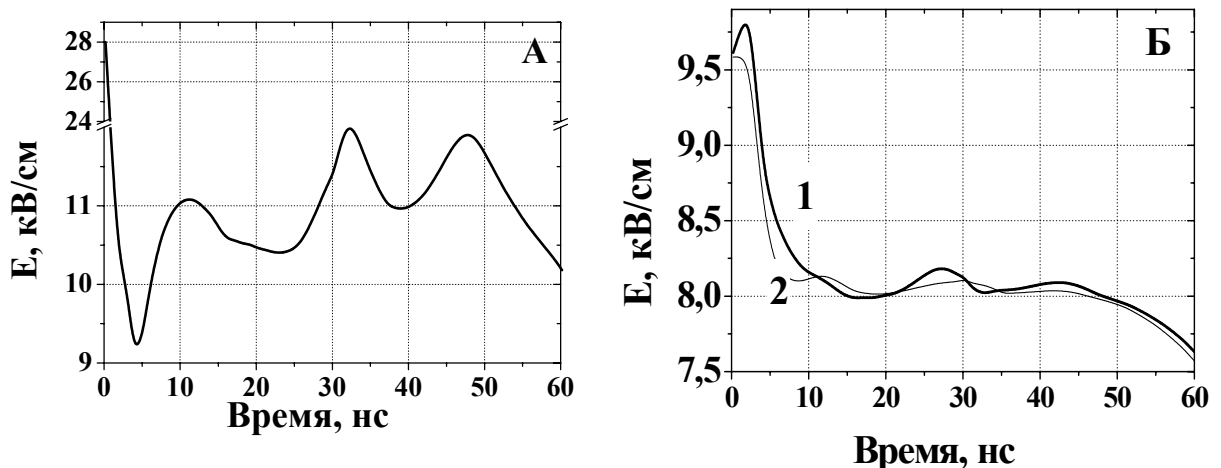


Рис.20. А - Зависимости от времени напряженности поля  $E$  на оси канала в области катода. Б - в области анода на оси канала - 1, и на границе разряда -2.

В интервале времени  $t = (5 \div 10)$  нс. ток, протекающий через плазменный канал, увеличивается (рис.18Б). Однако, из-за роста частоты прилипания

электронов к  $SF_6(v)$  концентрация электронов в области катода (область сужения канала), стабилизируется. Увеличение тока в области катода происходит за счет роста напряженности поля и увеличения дрейфовой скорости электронов. В дальнейшем форма канала меняется слабо, и напряженность поля  $E$ , в течение всего импульса, остается больше напряженности поля в области анода.

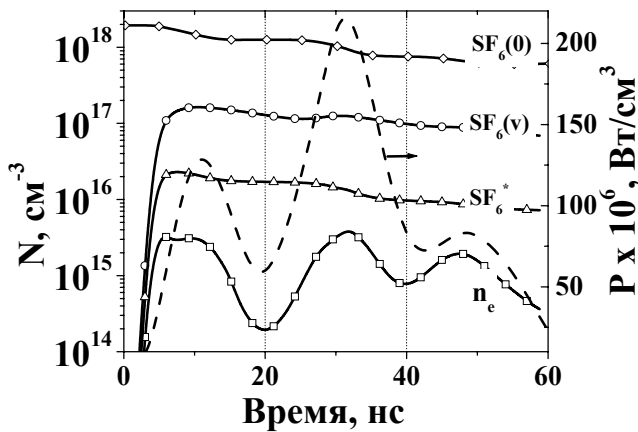


Рис. 21. Зависимость от времени концентраций  $n_e$ ,  $SF_6(0)$ ,  $SF_6(v)$ ,  $SF_6^*$  и удельной вложенной мощности (пунктир). Область катода.

увеличивается до  $P \approx 200 \text{ МВт/см}^3$ . Это на порядок больше, чем плотность мощности в области анода (рис.21). На рис.21 показаны зависимости от времени

Вложенная плотность мощности при  $t = 10 \text{ нс}$  в области неоднородности достигает  $P \approx 100 \text{ МВт/см}^3$  в первом пик и при  $t = 30 \text{ нс}$

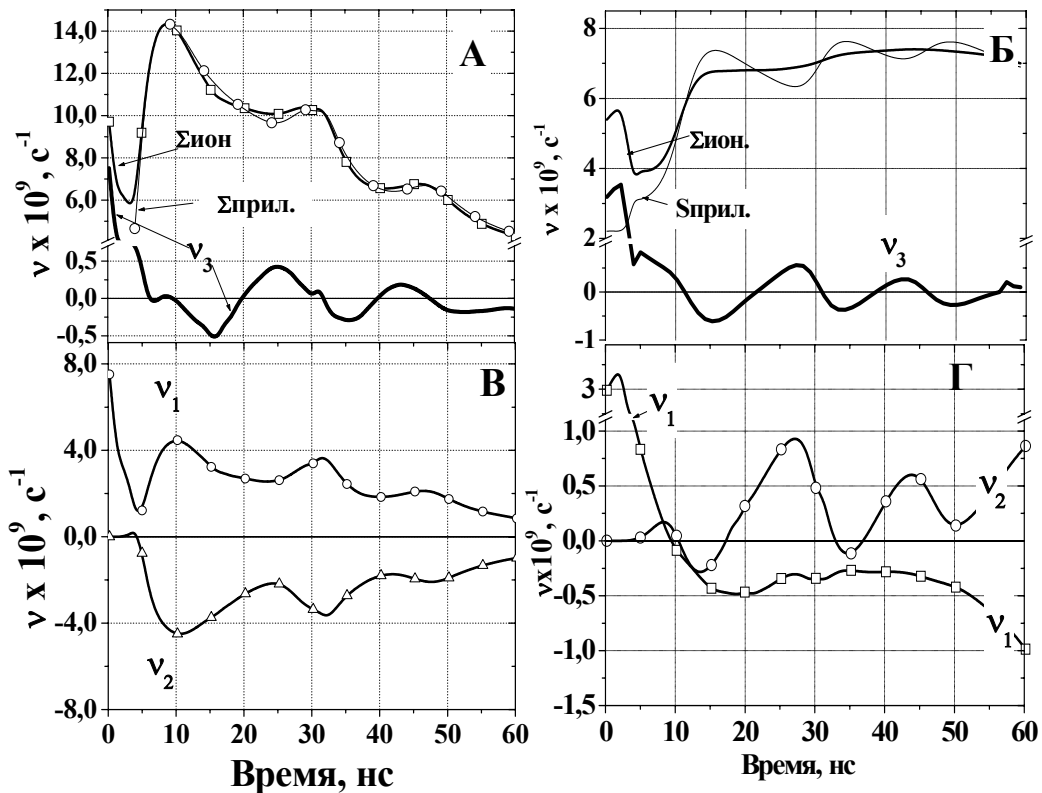


Рис. 22. Зависимости от времени суммарных частот ионизации -  $\Sigma_{\text{ион}}$ , прилипания -  $\Sigma_{\text{прил.}}$ , их разности  $-v_3$ , и частот  $v_1$  и  $v_2$ . А и В - область катода, Б и Г - область анода  $\Delta E = 200 \%$ .  $v_1 = v_{\text{ион}} SF_6(0) - v_{\text{ипр.}} SF_6(0)$ ;  $v_2 = v_{\text{ион}} SF_6^* - v_{\text{ипр.}} SF_6(v)$ ;  $v_3 = 1/n_e \cdot dn_e/dt = v_1 + v_2$ ,  $SF_6$ . Хе,  $P = 60 \text{ Торр}$ .

концентрации  $n_e$ ,  $SF_6(0,v)$ ,  $SF_6^*$  и удельной вложенной мощности в области катода.



Суммарная концентрация молекул  $SF_6$ , в области катода за первые 10 нс уменьшается на 35%. В максимумах второго и третьего пика выгорание  $SF_6(0)$  достигает 50% и 65% соответственно. Однако для формирования плазменного канала с высокой проводимостью такой плотности мощности оказывается недостаточно.

Область катода отличается от области анода более высокой напряженностью поля  $E$ , большей плотностью вложенной мощности и более высоким выгоранием  $SF_6$ . Это существенно изменяет кинетику процессов. Выгорание  $SF_6$  со временем уменьшает частоты ионизации ( $\Sigma_{ион.}$ ), прилипания ( $\Sigma_{прил.}$ ) и их разности  $\nu_3$  (рис. 22А и В). При повышенной напряженности поля  $E$ , частота  $\nu_1$  оказывается положительной, а  $\nu_2$  отрицательной в течение всего импульса тока.

В области анода, после снижения поля  $E$ , при  $t > 10$  нс, частота процессов прямой ионизации становится меньше частоты процессов прилипания к  $SF_6(0)$  ( $\nu_1 < 0$ ) (рис.22Г), в то время как частоты ступенчатой ионизации и прилипания электронов к  $SF_6(v)$  ( $\nu_2$ ) увеличиваются, испытывая колебания. Следует заметить, что частота прилипания колеблется с большей амплитудой, чем частота ступенчатой ионизации, оказываясь то больше, то меньше. Это и приводит к колебаниям  $\nu_2$  и тока, протекающего через плазменный канал. В свою очередь, колебания тока в канале вызывают колебания поля  $E$  (рис.20 А) и частот прямой ионизации и прилипания электронов к  $SF_6(0)$  в области катода.

Эффект колебания тока в плазменном канале проявляется также при формировании двух плазменных каналов, когда суммарная площадь каналов составляет  $\sim 60\%$  от всей площади разряда. Распределение разрядного тока в поперечном сечении разряда, когда неоднородности усиливают напряженность поля в 2.4 раза, показаны на рис. 23. Разрядный ток в начале разряда стягивается в каналы. Увеличивается концентрация колебательно возбужденных молекул  $SF_6(v)$ , что вызывает рост частоты гибели электронов и спад их концентрации.

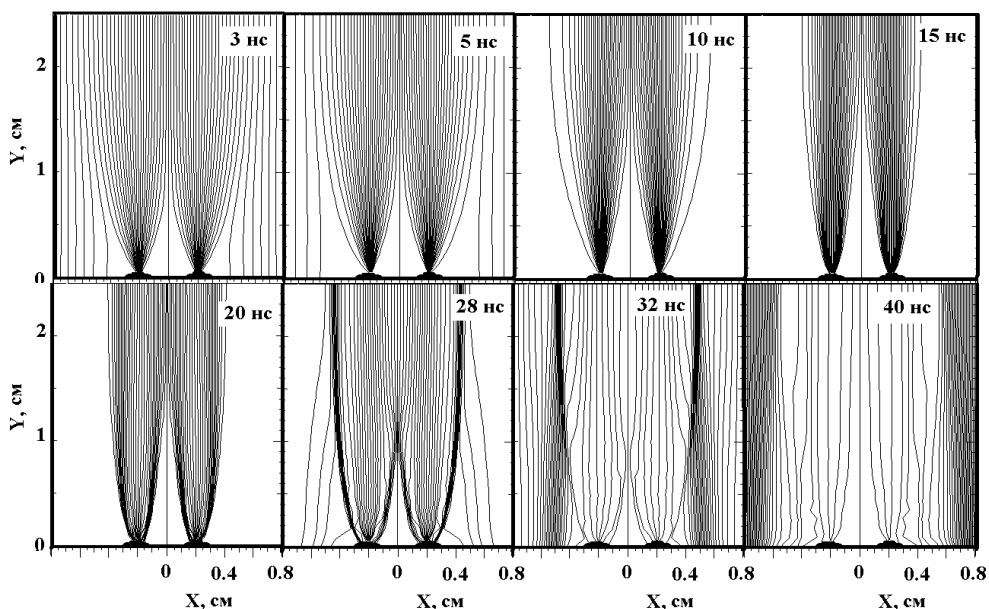


Рис.23. Распределение тока по сечению разряда в различные моменты времени (линии тока) при формировании 2 каналов на расстоянии  $X = 4$  мм и начальном усилении напряженности поля в области катода.  $\Delta E = 140\%$ .

Первоначально это происходит на оси каждого канала. Затем область повышенной

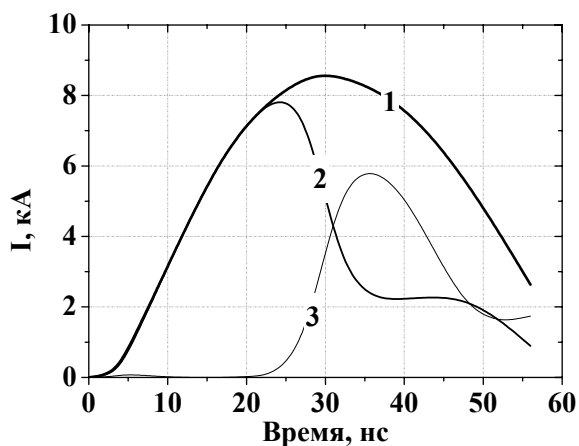


Рис.24. Зависимость от времени:  
1 – полный ток, 2 – ток через  
плазменные каналы, 3 - ток  
через невозмущенные области  
разряда.

плотности тока смещается к границе. Это происходит и на внешней и на внутренней границе каналов. Концентрация электронов в центре каждого канала уменьшается до значений  $n_e$  на границе разряда.

Следует заметить, что осциллограмма полного тока разряда при этом остается монотонной как при росте тока, так и при его спаде (рис.24). До  $t \approx 25$  нс. весь ток разряда протекает через плазменные каналы. Затем, доля тока, протекающего через плазменные каналы, падает, а ток через граничные области разряда возрастает.

В **Заключении** перечислены основные результаты диссертационной работы.

В **Приложении** приведены таблицы реакций в смесях Ne/Xe/HCl и Ne/SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, которые использованы при моделировании.

### Основные результаты диссертационной работы.

1. Разработан пакет программ для расчета и анализа характеристик эксимерных лазеров, кинетики процессов в пространственно однородной (0D) и пространственно неоднородной (1D и 2D) разрядной плазме.
2. В пространственно однородном разряде в смесях Ne/Xe и Ne/Xe/HCl показано, что в начальной стадии разряда расход мощности на ионизацию составляет  $\sim 1\%$  от мощности, передаваемой в разряд. Остальная часть мощности тратится на возбуждение атомов Xe\*, молекул HCl\* в состоянии электронного возбуждения и молекул HCl(v) в состоянии колебательного возбуждения.
3. Показано, что энергия образования электрон-ионной пары  $\epsilon_i$  в смеси Ne/Xe уменьшается от  $\epsilon_i \approx 500$  эВ в начальной стадии разряда, до  $\epsilon \approx 2$  эВ при Xe\*  $\sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Значение  $\epsilon_i$  в максимуме тока увеличивается с увеличением начальной концентрации молекул HCl в газовой смеси.
4. Выявлено, что в области изменения удельного энергозклада  $E_H \approx (0 - 337)$  Дж/л, мощности накачки от 0.5 МВт/см<sup>3</sup> до 6 МВт/см<sup>3</sup> и длительности импульса накачки от 30 нс до 150 нс на полувысоте, на создание молекул XeCl(B, v = 0) передается  $\approx 16\%$  энергии накачки. Потери энергии составляют: тушение Xe\* и HCl\*  $\approx 30\%$ , процессы электрон-ионной рекомбинации  $\approx 10\%$ , конверсия атомарного иона Xe<sup>+</sup> в молекулярный NeXe<sup>+</sup>  $\approx 10\%$ , VV и VT релаксация молекул XeCl(v)  $\approx 30\%$ .
5. Установлено, что при оптимальном соотношении “энергия генерации – эффективность лазера” выгорание молекул HCl за время импульса составляет  $\sim 80\%$ .

6. Показано, что максимальная эффективность ХеСl лазера достигается при малых плотностях энергии накачки. С увеличением плотности энергии накачки и концентрации НСl в газовой смеси увеличивается энергия излучения и снижается эффективность лазера. При плотности энергии излучения  $\sim 10$  Дж/л эффективность лазера уменьшается до  $\sim 1.3\%$ .
7. Установлено, что рост проводимости в канале определяется увеличением частоты ступенчатой ионизации и прилипания электронов к НСl(v), которые зависят от концентрации электронов. Выгорание молекул НСl снижает прилипание и ускоряет рост концентрации электронов в канале, что ведет к созданию канала с высокой проводимостью.
8. В разряде в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>, показано, что частота ступенчатой ионизации становится сравнимой с частотой прямой ионизации при  $n_e > 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .
9. Показано, что при однородном распределении поля E и неоднородном распределении электронов изменение первоначального пространственного распределения электронов в разряде в SF<sub>6</sub> происходит при концентрации электронов  $n_e > 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .
10. Установлен механизм изменения ширины разряда в SF<sub>6</sub> и в смесях SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> при неоднородном пространственном распределении электронов предыонизации, который обусловлен различным соотношением частот ступенчатой ионизации и прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF<sub>6</sub>(v) в различных точках разрядного промежутка.
11. В разряде в SF<sub>6</sub> при одновременном развитии плазменного канала и однородного разряда, площадь которого больше площади канала, изменение во времени  $n_e(x,t)$  и плотности мощности в канале происходит в виде затухающих колебаний. Колебания обусловлены тем, что изменение частоты прилипания происходит с запаздыванием относительно частоты ионизации.

#### **Список основных публикаций автора по теме диссертации**

1. Бычков Ю. И., Коновалов И. Н., Лосев В. Ф., Рыжов В. В., Тарасенко В. Ф., Ястремский А. Г. **Излучение сложных молекул галогенидов благородных газов** // Оптика и Спектроскопия, 1979. – Т.47 – В.2 – С. 239 – 242
2. Бычков Ю. И., Лосев В. Ф., Рыжов В. В., Тарасенко В.Ф., Ястремский А. Г. **Кинетика ХеСl лазера в смеси He – Хе – ССl<sub>4</sub>, возбуждаемой электронным пучком** // Изв. ВУЗов – Физика.- 1980.- №.7.- С.123 - 125.
3. Ястремский А. Г. **Численное моделирование возбуждения и генерации эксимерных лазеров** // Дисс. кан.физ.-мат. Наук, Томск. – 1982. 138 с.
4. Бычков Ю. И., Суслов А. И., Тинчурин К. А., Ястремский А. Г. **Динамика сильноточного диффузного разряда в аргоне** // Препринт ТНЦ. – 1990. - №39. – 3418 с.
5. Бычков Ю. И., Костыря И. Д., Макаров М. К., Суслов А. И., Ястремский А.Г., **Способ возбуждения разряда в эксимерном лазере** // Авт. Свид. №171511631991
6. Бычков Ю. И., Костыря И. Д., Макаров М. К., Суслов А. И., Ястремский А.Г., **Способ получения самостоятельного устойчивого разряда в смеси благородных газов с галогеноносителем** // Авт. Свид. № 17538781992

7. Bychkov Yu., Mesyats G., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. **High – Power XeCl laser Pumped by an Electrical Discharge or e-Beam** // Proc. III Workshop on KrF Technolge. – 1992. – V.4. – P. 1 – 5
8. Bychkov Yu., Kostyrya I., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. **Using a stabilizing low – current, Predischarge for Pumping Excimer Gas Media** // Препринт ТНЦ. – 1993. - №6
9. Bychkov Yu., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. **A 10 J Electrical – Discharge Pumped Phototriggered XeCl Laser** // Препринт ТНЦ. – 1993, – №5
10. Bychkov Yu., Kostyrya I., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. **Efficient High Homogeneous Wide Aperture Excimer Discharge Using a Stabilizing Low-Current Predischarge** // Rev. Sci. Instrument. – 1994. – V.65. – N4. – С.793 – 798
11. Bychkov Yu., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. **A 10 J Electric Discharge – Pumped Phototriggered XeCl laser** // Rev. Sci. Instrument. – 1994. – V.65. – N1. – С.28 – 33
12. Makarov M., Bychkov Yu., Suslov A., Yastremsky A. **Wide Aperture Efficient Escimer Laser With a Stable Photo-Trigging Discharge Pumping** // Pr. EUROOPTO High – Power Gas and Solid State laser.- 1994. – V.2265. – С.307 - 313
13. Иванов Н. Г., Лосев В. Ф., Наац Э. И., Рыжов В. В., Турчановский И. Ю., Ястремский А. Г. **XeCl лазер с энергией генерации 200 Дж** // Квантовая Электроника. – 1997. – Т.24. - №8. – С.688 – 689
14. Бычков Ю. И., Костыря И. Д., Макаров М. К., Суслов А. И., Ястремский А.Г. **Эксимерный электроразрядный лазер** // Авторское Свидетельство №1731003.– 1998
15. Bychkov Yu., Yastremsky A., **Two-Dimensional Model of Inhomogeneity Evolution in XeCl Laser Discharge** // SPIE Pros. – 1998.- V.3403. – P.89 – 95
16. Бычков Ю. И., Макаров М. К., Ямпольская С.А., Ястремский А. Г., **0D модель XeCl лазера. Проблема оптимизации разряда накачки** // Оптика атмосферы и океана. – 1998. - №(2-3). – С.149 - 154
17. Бычков Ю. И., Ястремский А. Г. **Развитие неоднородности в разряде накачки XeCl лазера** // Оптика атмосферы и океана. – 1998. - №(2-3). – С.155 - 159
18. Бычков Ю. И., Горчаков С. Л., Ястремский А. Г., **Объемный электрический разряд в газовой смеси Ne/SF<sub>6</sub>/C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> и в чистом SF<sub>6</sub>** // Изв. ВУЗов. Физика. – Т.8.- С.43 – 49
19. Ястремский А. Г., Ямпольская С. А. **Моделирование разряда накачки нецепных химических HF лазеров** // Изв. ВУЗов. Физика. –Т.8.- С.63 – 65
20. Иванов Н. Г., Лосев В. Ф., Панченко Ю. Н., Ястремский А. Г. **XeCl лазерная система с выходной апертурой 25 x 25 см.** // Квантовая Электроника. – 1999. – Т.29 . - №1. – С.1 -5
21. Ivanov N., Losev V., Panchenko Yu., Yastremsky A., **High power XeCl laser System with 25 x 25 cm output aperture** // Pros, ILPAM 99, Tomsk. – 1999
22. Bychkov Yu., Gortchakov S., Yastremsky A. **Experimental and theoretical investigation of an electrical discharge in SF<sub>6</sub> gas** // SPIE Pros. – 2000. – V.4071. – P.44 – 52
23. Бычков Ю.И., Горчаков С.Л., Ястремский А.Г., **Однородность и устойчивость объемных электрических разрядов в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>** // Квантовая Электроника. – 2000. - №8. – С.733 – 737

24. Бычков Ю. И., Горчаков С. Л., Ямпольская С. А., Ястремский А. Г. **Электрический разряд накачки XeCl лазера** // Изв. ВУЗов – Физика. – 2000.- №5. – С.76 – 86
25. Бычков Ю. И., Иванов Н. Г., Лосев В. Ф., Рыжов В. В., Турчановский И. Ю., Ястремский А.Г. **Влияние состава смеси на характеристики мощного XeCl лазера, возбуждаемого электронным пучком** // Квант. Электрон. – 1990. – Т.17. - №3.- С.300 – 303
26. Ivanov N., Losev V., Naats E., Ryzhov V., Turchanovskii I., Yastremsky A. **Wide aperture efficient laser with stable photo triggered discharge** // Quantum Electron. – 1997. – V.27. - №8. –С.670 – 672
27. Bychkov Yu., Kostyrya I., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. **Wide aperture efficient excimer laser with a stable photo triggering discharge pumping** // SPIE Pros. – 1994. – V.2206. – P.307 - 313
28. Бычков Ю. И. Пантелеев В. П., Суслов А. И., Ястремский А.Г. **Устойчивость самостоятельного разряда в эксимерных смесях** // Физика Плазмы. – 1989. – Вып. 3. – Т. -15. – С.330 – 334
29. Бычков Ю. И., Мельченко С. В., Месяц Г. А., Суслов А. И., Тарасенко В. Ф., Федоров А. И., Ястремский А. Г., **Квазистационарный режим возбуждения электроразрядных эксиплексных лазеров** // Квантовая Электроника. – 1982. – Т.9 - №12. – С.2423 – 2431
30. Bychkov Yu., Yampolskaya S., Yastremsky A, **Influence of Q-factor value of optical resonator on spatial discharge structure and output characteristics of long pulse XeCl laser** // SPIE Pros. – 2001. - V.4747. – С. 93 – 98
31. Bychkov Yu., Gortchakov S., Yampolskaya S., Yastremsky A **Effect of pre-ionization border on development of inhomogeneities in electrical discharge pumped XeCl laser** // SPIE Pros. – 2001. - V.4747. – С. 106 – 112
32. Bychkov Yu, Gortchakov S., Lacour B., Pascuiers S., Pastel C., Puech V., Yastremsky **Single hot spot discharge in SF6 gas and in the mixture SF6/C2H6** // SPIE Pros. – 2002. - V.4747. – С.262 – 272
33. Bychkov Yu., Baksht E., Panchenko A., Tarasenko V., Yampolskaya S., Yastremsky A. **Formation of pumping discharge of XeCl laser by means of semiconductor opening switch** // SPIE Pros. – 2001. - V.4747. – С.99 – 105
34. Bychkov Yu, Gortchakov S., Lacour B., Pascuiers S., Puech V., Yastrmsky **Two-step ionization in non-equilibrium SF6 discharges at high current density** // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. – V.36. – P.380 – 384
35. Bychkov Yu., Yampolskaya S., Yastremsky A. **Two-dimensional simulation of initiation and evolution a plasma channel in the XeCl laser pumping discharge** // Laser and Particle Beams. – 2003. – V.21. – P.233 -243
36. Bychkov Yu, Losev V. F., Panchenko Yu. I, Yampolskaya S. A., Yastremsky A., **Peculiarities of short pulse electrical discharge XeCl laser** // SPIE Pros. – 2003. - V.5483. – С.60 – 66
37. Bychkov Yu. I., Balbonenko Yu. N., Losev V. F., Panchenko Yu. N., Yastremsky A. G., Yampolskaya S.A. **Short Pulse Discharge XeCl Laser** // Proc. The 7-th Russian-Chinese Symp. On Las. Phys. And Las. Tech. . – 2004. - p. 247 – 250
38. Bychkov Yu. I., Losev V. F., Panchenko Yu. N., Yastremsky A.G., Yampolskaya S.A. **Research of Short Pulse Discharge XeCl Laser** // SPIE Pros. – 2004. - V.5777. – С.558 – 561

39. Panchenko Yu. N., Balbonenko Yu. N., Bychkov Yu. I., Losev V. F., Yastremsky A.G. **Research of 30 ns Discharge Laser** // Изв. ВУЗов –Физика, 2006– №.11- Приложение С. - С.492 - 495.
40. Bychkov Yu. I., Yampolskaya S. A., Yastremsky A. G., **Kinetic Processes in the Electric discharge in SF<sub>6</sub>** // Изв. ВУЗов –Физика, 2006– №.11- Приложение С. - С.496 - 500.
41. Бычков Ю. И., Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф., Тельминов А.Е., Ямпольская С. А., Ястремский А. Г. **Эффективный ХеСl лазер с полупроводниковым прерывателем тока в генераторе накачки. Теория и эксперимент** // Квантовая Электроника. – 2007г.- Т.34.- №4.- С.- 319.- 324
42. Бычков Ю.И., Ямпольская С. А., Ястремский А. Г. **Кинетические процессы в неоднородной разрядной плазме в газовых смесях на основе SF<sub>6</sub>** // Изв. ВУЗов ФИЗИКА, 2007. – Т.50. - № 9, стр.236 -240

### Цитируемая литература

1. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Попов Ю. М., Хадкевич Д. Д. **Квантовый генератор в вакуумной области спектра при возбуждении жидкого Хе электронным пучком** // Письма ЖТФ.- 1970.- Т.12.- №10.- С.473
2. Basov N. G., Balashov N. G., Bogdankevich D. D., Danilichev V.A., Kashniukov G. N., Lansov N. P., Khodkevich D. D., **Luminescence of Condensed Xe, Kr, Ar and Their Mixtures in Vacuum Region of Spectrum Under Excitation of Fast Electrons** // J. Luminescence. – 1970. – v.1. – N2. – PP. 834 - 841
3. Ewing J. J., Brau C. A, **Laser action on  $^2\Sigma^+_{1/2} \rightarrow ^2\Sigma^+_{1/2}$  Bands of KrF and XeCl** // Appl. Phys. Lett. - 1975. - V.27. - N.6 - PP. 350 - 352
4. Ischenko V. I., Lisitsyn V. N., Razhev A. M. **Efficient Discharge Pumping XeCl Laser** // Opt. Comm.- 1977. - V. 21. P. 30 - 33.
5. Jacobson T. J., and Kimpbell J.H. **Transversely Pulse-Initiated Chemical Lasers: Atmospheric-Pressure Operation of an HF Laser** // Journal of Appl. Phys. – 1971, - V.42, - No 9, - P. 3402 –3405
6. Pummer H., Breitfeld W., Wedler H., Klement G., and Kompa K.L. **Parameter study of 10 - J hydrogen fluoride laser** // Appl. Phys. Lett.- 1973,- Vol.22, - No 7, - P. 319 – 320.
7. Bychkov Yu. I., Losev V. F., Panchenko Yu. N., Yampolskaya S. A., Yastremsky A. G., **Peculiarities of short pulse electrical discharge XeCl Laser** // Proc. SPIE. — 2003. — V. 5483. — P. 60-65.
8. Bychkov Yu. I., Balbonenko E. F., Ivanov N. G., Losev V. F., Panchenko Yu. N., Yastremsky A.G. **Discharge pulse-repetition XeCl laser with high efficiency and intensity of radiation** // Proc. XII Conf.on Laser Optics. — 2006. - Russia, St. Petersburg, - P. 27.
9. Borisov V. M., Demin A. I., Eltsov A.V., Khristoforov O. B., Kiryukhin Y. B., Prokofiev A. V., Vinokhodov A.Y., Vodchits V. A. **Development of next generation excimer lasers for industrial applications** // Proc. SPIE. - 2003. - V. 5137, № 1. - P. 241-249.
10. Treshchalov A. **Influence of dye laser radiation on the preionization and discharge stability of XeCl laser** // Proc. SPIE. - 1994. - V. 2206. - P. 314-322.

11. Van Goor F. A., Witteman W. J. **High-average power XeCl laser with x-ray pre-ionization and spiker-sustainer excitation** // Proc. SPIE. - 1992. - V. 2206. - P. 30-40.
12. van Goor F. A., Trentelman M., Timmermans J. C. M., Witteman W. J. **Improved x-ray switched XeCl laser** // J. Appl. Phys. - 1994. - V.75, № 1. - P. 621-623.
13. Giordano G., Letardi T., Muzzi F., Zheng C. E. **Magnetic pulse compressor for prepulse discharge in spiker-sustainer excitation technique for XeCl lasers** // Rev. Sci. Instrum. - 1994. - V. 65, № 8. - P. 2475-2481.
14. Месяц Г. А., Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф. **Лазеры на смеси Ne-Xe-HCl и азоте при накачке генератором с плазменным прерывателем тока**// ДАН СССР. – 1989. - №4. - С. 869.
15. Бычков Ю. И., Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф., Тельминов А. Е., Ямпольская С. А., Ястремский А. Г. **Теоретическое и экспериментальное исследование XeCl – лазера с использованием полупроводникового прерывателя тока в схеме питания** // Квантовая Электроника. – 2006 г.
16. Lacour B. and Vannier C. **Phototriggering of 1- J Excimer Laser Using Either UV or X -rays** // J.Appl. Phys. – 1987. - V.62. - P. 754-758
17. Riva R., Legentil M., Pasquiers S. and Puech V. **Experimental and theoretical investigations of a XeCl phototriggered laser** // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1995. - V. 28. - P. 856-872.
18. Lacour B., Brunet H., Besaucelle H., Gagnol C. **High average power XeCl and pulsed HF chemical lasers** // Proc SPIE. - 1992. - V. 1810. - P. 498-503.
19. Witteman W. J., van Goor F. A., Timmermans J. C. M., Couperus J., and van Spijker J. **Improved x-ray switched XeCl laser** // Proc. CLEO 93. - 1993, Baltimore USA. - paper CthI3.
20. Борисов В.М., Дмитриев А.А., Прокофьев А.В, Христофоров О.Б. **Об условиях возбуждения широкоапертурного XeCl лазера со средней мощностью 1 кВт** / Квантовая Электроника, 1995. - №5. – С. 433 – 435
21. Макаров М. К.. Частное сообщение.
22. Luck H., Loffhagen D., Botticher W. **Experimental Verification of a Zero-dimensional Model of the Ionization Kinetics of XeCl Discharges** // Appl. Phys.B, - 1994, - V.B 58,- PP.123-132.
23. Coutts J., Webb C. E. **Stability of transverse self-sustained discharge-excited long-pulse XeCl lasers** // J. Appl. Phys. – 1986. V.59. - N 3, - С. 704 -710
24. Dreiskemper R., Schroder G., and Botticher W. **Light Emission During Cathode Sheath Formation in Preionized High-Pressure Glow Discharges** // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE,- 1995,- V. 23, - N. 2, - PP.180 -187
25. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Капители М., Лонго С. **Влияние колебательной кинетики HCl на развитие микронеустойчивостей и характеристики электроразрядного XeCl-лазера в условиях неоднородной предыонизации** // Квантовая электроника, 1995.- Т.22.- № 7, стр. 673 – 682
26. Bahr M., Botticher W., Choroba S. **The Time-Dependent Development of the Macroscopic Instability of a XeCl Laser Discharge** // IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.-19,- № 2, PP.369 – 378, (1991)
27. Simon G., and Botticher W. **Two-dimensional model of the ignition phase of high-pressure glow discharges** // J.Appl.Phys.-1994.-Vol.76.-№ 9,-P.5036-5046.

28. Блинов И.О., Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Пастор А.А., Сердобинцев П. Ю., Шубин И. Н. **Эволюция пространственных распределений заряженных и возбужденных частиц в плазме электрического разряда XeCl лазера** // Квантовая электроника,- 1988 г. - Т.15.- №12.- Стр.2441-2446
29. Bolanti S., Lazzaro P. Di., Flora F., Letardi T., Lizi N., and Zheng C.E. **Space and Time Resolved Discharge Evolution of a Large Volume X-Ray Triggered XeCl Laser System** // Appl. Phys. B. 1992, V. B55. PP. 84 – 91.
30. Борисов В.М., Демьянов А.В., Кирюхин Ю.Б. **Теоретическое и экспериментальное исследование развития крупномасштабной неустойчивости в разряде XeCl-лазера с УФ-предыонизацией** // Квант. электрон. - Москва, 1997. - Т. 24. - N 1. - 25-30 - ISSN 0368-7147
31. Turner M. M. **Modeling the self-sustained discharge-excited XeCl laser in two dimensions** // J. Appl. Phys. Vol. 71, №5 , 1 March 1992
32. Akashi H., Sakai Y., Takahashi N., and Sasaki T. **Modelling of the initiation and development of the filamentary discharge in XeCl excimer lasers** // J.Phys.D. Appl.Phys.- 1999.- Vol.32.- PP. 2861-2870.
33. Lacour B., Pasquiers S., Pastel C., Puech V. **Effect of pre-ionization on photo-triggered discharge dynamic in SF<sub>6</sub>/hydrocarbons mixtures** // XIII Int. Confer.Gas Discharge Applications.- 2000.
34. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н., **Объемный самостоятельный разряд для инициирования широкоапертурных нецепных HF(DF) лазеров** // Известия АН. Сер. Физическая. -2000 г. – Т. 64. -№7. -С.1439 –1445
35. Панченко А.Н., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х. **Эффективные режимы генерации HF лазера с накачки нецепной химической реакцией, инициируемой самостоятельным разрядом** // Квантовая электроника.- 2003.- Т.33.- №5.- Стр. 401-407
36. Apollonov V. V., Kazantsev S. Yu., Oreshkin V. F., Firsov K. N. **Nonchain electric-discharge HF(DF) laser with a high radiation energy** // Quantum Electronics.- 1998,-v. 28.-P. 116-118
37. Apollonov V. V., Firsov K. N., Kazantsev S. Yu., Oreshkin V. F. **High-power non-chain HF(DF) lasers initiated by self-sustained volume discharge** // SPIE Proc. -v. 4071.- 2000.- P. 34-42
38. Аполлонов В. В., Белевцев А. А., Казанцев С. Ю., Сайфулин А. В., Фирсов К. Н. **Особенности развития самоиницирующегося объемного разряда в нецепных HF лазерах** // Квантовая электроника. – 2002, - Т.32,- № 2,- стр. 95 – 100
39. Apollonov V. V., Belevtsev A. A., Firsov K. N., Kazantsev S. Yu., Saifulin A. V. **Self-initiated volume discharge in mixtures of SF<sub>6</sub> with hydrocarbons to excite non-chain HF lasers** // Quantum Electronics.-2000,-V. 30.-№3.-P. 207-214
40. Richeboeuf L., Pasquiers S., Legentil M., Puech V. **The influence of H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> molecules on discharge equilibrium and F-atom production in a phototriggered HF laser using SF<sub>6</sub>** // J. Phys. D: Appl.Phys.-1998.-v. 31.-P. 373-389
41. Bychkov Yu., Baksht E., Panchenko A., Tarasenko V., Yampolskaya S., Yastremsky A. **Formation of pumping discharge of XeCl laser by means of semiconductor opening switch** // SPIE proc.- 2002.- V.4047, P.99 - 105



42. Makarov M. **Effect of electrode processes on the spatial uniformity of the XeCl laser discharge** // J. Phys: Appl. Phys. -1995. – V. 28. – PP. 1083 - 1093
43. Горчаков С.Л. **Пространственная структура и энергетические характеристики разряда в смесях газов на основе SF<sub>6</sub>** // Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н. Томск 2001 г.
44. Bychkov Yu., Gortchakov S., Lacour B., Pascuiers S., Puech V., Yastremsky A, **Two-step ionization in non-equilibrium SF<sub>6</sub> discharges at high current density** // J.Phys. D: Appl. Phys.-2003.-V.36,-P.380-384
45. Lo D., Xie J. G. **A megawatt eximer laser of small discharge volume (3.8 cm<sup>3</sup>)** // Opt. and Quantum Electron. -1989. - V.21. - P. 147-150.
46. Bychkov Yu., Gortchakov S., Yampolskaya S., Yastremsky A **Effect of pre-ionization border on development of inhomogeneities in electrical discharge pumped XeCl laser** // SPIE Pros. – 2001. - V.4747. – C. 106 – 112.