

цессы обмена глюонами и кварками, аннигиляцию кварк-антикварковых пар. Процесс  $\bar{p}p$ -аннигиляции выделен тем, что в нем участвует наибольшее число кварков. Однако механизм аннигиляции неясен и может быть связан как с аннигиляцией кварк-антикварковых пар, так и с их рекомбинацией.

Авторы приносят глубокую признательность участникам сотрудничества по  $\bar{p}p$ -эксперименту за помощь в получении и обработке экспериментальных данных, использованных в данной работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Взаимодействия адронов высоких энергий. М.: Наука, 1983. [2] Ватулина В. V. et al. Preprint JINR E1-82-79. Dubna, 1982. [3] Наумайа В. et al. Nuovo Cim, 1982, 68A, p. 161. [4] Прокуряков А. С. и др. Ядерная физика, 1982, 36, с. 1413; Боголюбский М. Ю. и др. Там же, 1984, 40, с. 927. [5] Fields T. In: Proc. IV Symp. on Nucleon-Antinucleon Int. Syracuse. N. Y., 1975. [6] Gregory P. S. et al. Nucl. Phys., 1977, 119B, p. 60. [7] Боголюбский М. Ю. и др. Ядерная физика, 1984, 39, с. 1170; 1436. [8] Ermolov P. F. et al. In: Proc. VI Europ. Symp. on Nucleon-Antinucleon and Quark-Antiquark Int. Santjago de Compostello, 1982.

Поступила в редакцию  
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 621.378

#### НОВЫЕ МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ НЕПРЕРЫВНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

А. В. Кирьянов, Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, О. Е. Наний, Н. П. Пашинина,  
В. А. Сидоров, А. М. Сусов, А. Н. Шелаев, Ю. П. Яценко

Широкое использование твердотельных лазеров в науке и технике делает актуальной проблему управления их выходными характеристиками. Одним из эффективных путей решения этой проблемы является использование различных нелинейно-оптических явлений.

Известно, что при помещении нелинейного элемента (элемента, обладающего либо нелинейным поглощением, либо нелинейной поляризуемостью) внутрь резонатора лазера в последнем могут происходить сложные процессы, связанные с изменением динамики и трансформацией спектра излучения. Возможность использования таких процессов для управления генерацией импульсных твердотельных лазеров, обладающих высокой плотностью мощности излучения (10—100 МВт/см<sup>2</sup> и выше), достаточно хорошо известна [1—5]. В случае же непрерывных лазеров с невысокой плотностью мощности излучения (1—10 кВт/см<sup>2</sup>) использование слабых нелинейных эффектов (кроме эффектов, ответственных за генерацию второй гармоники) для управления процессом генерации долгое время было весьма проблематичным.

Однако, как показали проведенные исследования [6—10], использование слабых нелинейных эффектов в непрерывных твердотельных лазерах может быть весьма эффективным. Например, использование нелинейного поглощения в растворах органических красителей открывает возможность для реализации стационарного режима синхронизации мод и получения последовательности сверхкоротких импульсов излучения (СКИ) [6].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования комбинированного влияния нелинейных явлений (нелинейного поглощения, нелинейного усиления активной среды и нелинейного преобразования частоты излучения) на генерацию непрерывных лазеров на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ . Исследовались характеристики как линейного, так и кольцевого лазера.

Схемы экспериментальных установок показаны на рис. 1. Синхронизация мод линейного лазера осуществлялась либо при помощи использования пассивного нелинейного поглотителя (пассивная синхронизация мод), либо путем периодического низкочастотного изменения длины резонатора (кинематическая синхронизация мод [11]). В резо-

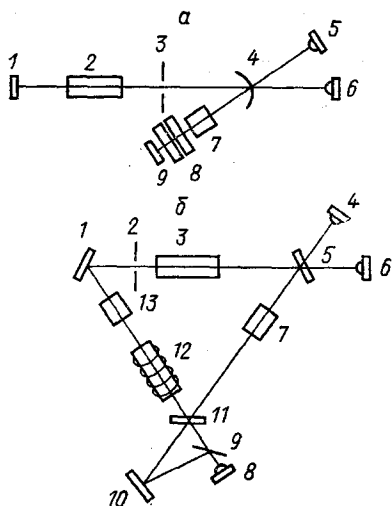


Рис. 1. *a* — Схема экспериментальной установки с линейным твердотельным лазером: 1, 4, 9 — зеркала резонатора, 2 — активный элемент — кристалл  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ , 3 — призовая диафрагма, 5, 6 — фотоприемники, 7 — нелинейный кристалл ( $\text{LiIO}_3$  или  $\text{LiNbO}_3$ ), 8 — нелинейный поглощающий элемент (раствор органического красителя № 3274у или кристалл  $\text{LiF}$  с  $F_2$ -центрами). В режиме кинематической синхронизации мод элемент 8 отсутствовал, а длина резонатора менялась за счет колебаний зеркала 1. *б* — Схема экспериментальной установки с кольцевым твердотельным лазером: 1, 5, 11 — зеркала резонатора, 2 — диафрагма, 3 — активный элемент ( $\text{YAG:Nd}^{3+}$ ), 4, 6, 8 — фотоприемники, 7 — синхронизатор мод ( $c/L=250$  МГц), 9, 10 — зеркала для смещения встречных волн (10 — полупрозрачное зеркало), 12 — невзаимный фарадеевский элемент для создания частотно-го расщепления встречных волн, 13 — нелинейный кристалл

наторе лазера располагался также нелинейный элемент, служащий для удвоения частоты (кристалл  $\text{LiIO}_3$  или  $\text{LiNbO}_3$ ). В качестве поглощающего фильтра использовался раствор красителя № 3274у в этиловом спирте, прокачиваемый через кювету толщиной 0,4 мм, либо фильтр на  $F_2$ -центрах, представляющий собой  $\gamma$ -облученный кристалл  $\text{LiF}$ .

Рассмотрим вначале результаты совместного воздействия на процесс генерации непрерывного лазера нелинейного фильтра и нелинейного кристалла второй гармоники.

В [6] было показано, что режим генерации СКИ в непрерывном лазере с нелинейным фильтром весьма чувствителен к выбору параметров фильтра. Проведенные в настоящей работе исследования продемонстрировали возможность увеличения стабильности и расширения области существования режима генерации СКИ при наличии внутррезонаторной генерации второй гармоники, причем даже при весьма малых коэффициентах преобразования ( $\sim 10^{-3}$ ) влияние генерации второй гармоники на режим работы гранатового лазера велико.

Если нелинейный кристалл выведен из положения, соответствующего условию синхронизма, и начальное поглощение фильтра равно 0,2—0,5%, в лазере возникает стационарная генерация последовательности СКИ с длительностью  $\sim 100$  пс и флуктуациями амплитуды не менее 10%. При этом даже небольшие изменения параметров лазера (оптической плотности нелинейного фильтра, сечения каустики на

фильтре, мощности накачки и др.) приводят к срыву режима генерации СКИ.

Возникновение же излучения на частоте второй гармоники (при выставлении нелинейного кристалла в направлении, близком к направлению синхронизма) с небольшим коэффициентом преобразования ( $k_1 = P_2^{(c)}/P_1^{(c)} \ll 0,1\%$ ) ведет к уменьшению флуктуаций амплитуды СКИ до 1—3% и значительно снижает зависимость условия существования режима синхронизации от параметров лазера.

Из качественных соображений ясно, что наличие нелинейного преобразователя должно уменьшить чувствительность лазера к возникновению релаксационных колебаний. С другой стороны, нелинейный кристалл делает систему более устойчивой и к возникновению колебаний на частоте межмодовых биений, т. е. имеет место конкурирующий

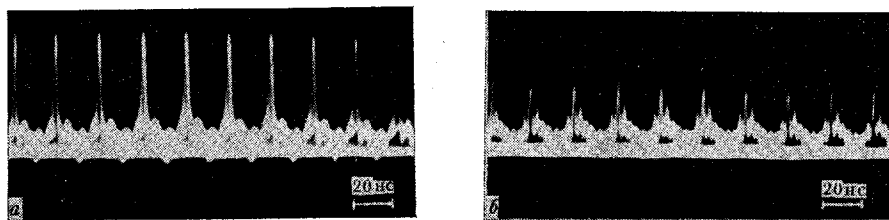


Рис. 2. Осциллограммы излучения непрерывного гранатового лазера с нелинейным фильтром и удвоителем частоты внутри резонатора при  $k=0,1\%$  (а) и  $0,5\%$  (б). Развертка 20 нс/дел.

с действием нелинейного фильтра процесс. Поэтому увеличение коэффициента преобразования генерируемого излучения во вторую гармонику до значений  $k > 0,1\%$  вследствие этой конкуренции приводит к срыву режима синхронизации: лазер переходит в режим непрерывной генерации. На рис. 2 показаны осциллограммы излучения гранатового лазера при наличии внутри резонатора нелинейного жидкостного фильтра и кристалла  $\text{LiIO}_3$  при коэффициентах преобразования во вторую гармонику 0,1% (а) и 0,5% (б).

Конкурирующий характер имеет процесс внутррезонаторной генерации второй гармоники и при других методах формирования СКИ. Особый интерес представляет исследование режима кинематической синхронизации мод при внутррезонаторной генерации второй гармоники. В этом случае характер генерации лазера определяется конкурирующим взаимодействием нелинейных свойств активной среды (определяющих процесс образования СКИ) и удвоителя частоты.

В процессе проведения экспериментов измерялось отношение средней мощности излучения второй гармоники  $P_2^{(c)}$  при генерации СКИ к мощности второй гармоники  $P_2^{(0)}$  в отсутствие синхронизации мод при фиксированной мощности накачки. Зависимость этого отношения, характеризующего увеличение эффективности преобразования во вторую гармонику при возникновении кинематической синхронизации мод, показана на рис. 3. Изменение  $P_2^{(c)}$  обеспечивалось изменением коэффициента преобразования нелинейного кристалла, что достигалось либо юстировкой кристалла  $\text{LiIO}_3$ , либо изменением температуры кристалла  $\text{LiNbO}_3$  вблизи температуры  $90^\circ$ -синхронизма. Как видно из рис. 3, отношение  $P_2^{(c)}/P_2^{(0)}$  монотонно убывает и стремится к единице.

Этот факт свидетельствует о том, что длительность СКИ в режиме кинематической синхронизации мод  $\tau$  увеличивается с ростом  $P_2^{(0)}$ . Зависимость длительности СКИ на основной частоте ( $\lambda=1,06$  мкм) от  $P_2^{(0)}$  показана также на рис. 3.

Из полученных результатов следует, что механизм генерации второй гармоники может быть использован для стабилизации характеристик СКИ, получаемых в режиме кинематической синхронизации мод, и управления их длительностью.

Интересным и своеобразным оказалось влияние нелинейных элементов на генерацию непрерывного кольцевого лазера. Проведенные нами исследования показали, что сильное конкурентное взаимодействие

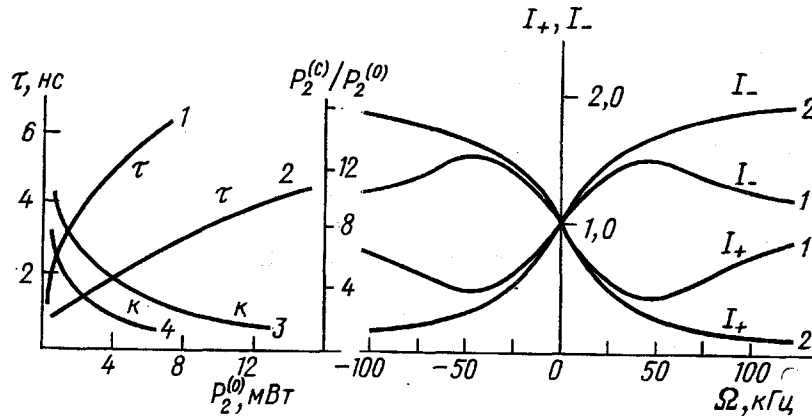


Рис. 3. Зависимость  $P_2^{(c)}/P_2^{(0)}$  и  $\tau$  от  $P_2^{(0)}$  при преобразовании излучения во вторую гармонику с помощью кристаллов  $\text{LiIO}_3$  (1 и 4) и  $\text{LiNbO}_3$  (2 и 3). Пиковая мощность излучения на основной частоте 60 Вт

Рис. 4. Зависимости интенсивностей встречных волн  $I_{\pm}$  от разности собственных частот кольцевого резонатора  $\Omega$  в ТКЛ с внутррезонаторной генерацией второй гармоники (1) и в отсутствие генерации второй гармоники (2)

встречных волн в твердотельных кольцевых лазерах (ТКЛ) на  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ , обусловленное однородным характером уширения линии люминесценции активного вещества, препятствует получению в таких лазерах важного для практических применений режима биений — режима двунаправленной генерации с разными частотами встречных волн [12].

В работах [7—10] нами показано, что конкурентное взаимодействие встречных волн в ТКЛ на  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  может быть существенно уменьшено за счет внутррезонаторных нелинейно-оптических эффектов — генерации второй гармоники, резонансного поглощения. Было показано, что выравнивание интенсивностей происходит при коэффициентах преобразования во вторую гармонику  $k \geq 1\%$ .

Стабилизация двунаправленного режима при внутррезонаторной генерации второй гармоники в ТКЛ (см. рис. 4) обусловлена тем, что в этом случае встречные волны имеют дополнительные нелинейные потери, пропорциональные их интенсивностям, что препятствует подавлению менее интенсивной волны.

Экспериментальные исследования, проведенные в данной работе, показали, что в режимах вынужденной синхронизации мод (получаемых с помощью акустооптического модулятора потерь) эффективность стабилизации двунаправленной генерации существенно возрастает и требуемый коэффициент преобразования во вторую гармонику может быть достаточно малым ( $k \leq 0,1\%$ ). Это связано с тем, что в режимах вынужденной синхронизации мод имеет место пространственно-временная развязка встречных СКИ в активной среде и, как следствие, значительное уменьшение величины связи встречных волн за счет обратного рассеяния на элементах кольцевого резонатора и устранение обратного рассеяния на наведенной решетке инверсной населенности в активной среде. Для исследованного нами твердотельного лазера в режиме вынужденной синхронизации мод эффективное выравнивание интенсивностей встречных волн наблюдается при  $\Omega \geq 10$  кГц. Величина  $|I_+(\Omega) - I_-(\Omega)|$  уменьшается при увеличении  $k$ .

Таким образом, как показывают проведенные исследования, внутривибраторная генерация второй гармоники позволяет эффективным образом осуществить пассивную стабилизацию режима биений в ТКЛ.

Управление конкурентным взаимодействием встречных волн в ТКЛ может быть осуществлено при введении внутрь кольцевого резонатора резонансно-поглощающей среды — ненакачанного кристалла  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ . Однако, как было установлено, этот метод ослабления конкуренции встречных волн приводит к аномалиям в частотных характеристиках ТКЛ, причем величина отклонения частоты биений  $\Delta\omega$  от  $\Omega$  очень сильно зависит от частотной отстройки между линиями усиления и поглощения накачанного и ненакачанного кристаллов [8, 9].

В данной работе проведены экспериментальные исследования влияния нерезонансного насыщающегося поглотителя (кристалла  $\text{LiF}$  с  $F_2^-$ -центрами) на характеристики излучения ТКЛ.

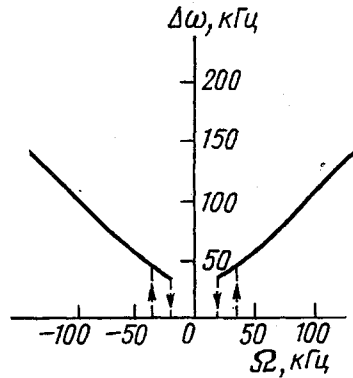
Интерференция встречных волн в насыщающемся поглотителе приводит к пространственно-неоднородному просветлению поглотителя и к возникновению пространственной решетки поглощения, на которой происходит рассеяние встречных волн. Причем в отличие от обратного рассеяния на наведенной решетке инверсной населенности в активной среде при рассеянии встречных волн на наведенной ими решетке поглощения потери для волны с меньшей интенсивностью оказываются меньше, чем для волны с большей интенсивностью [10]. Это должно приводить к выравниванию интенсивностей встречных волн и к расширению области существования режима биений в ТКЛ. Следует отметить также, что время установления (стирания) решетки инверсной населенности в гранате, определяемое временем  $T_1$ , достаточно велико. Поэтому решетки в  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  эффективно действуют только при достаточно малых частотных расщеплениях встречных волн  $\Delta\omega \leq 1/T_1 = 4 \cdot 10^3$  Гц. Время же установления (стирания) решетки в кристаллах  $\text{LiF}$  с  $F_2^-$ -центрами меньше  $10^{-8}$  с.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что при оптимизации начального поглощения в кристаллах  $\text{LiF}$  с  $F_2^-$ -центрами  $\eta_0 \sim 1-4\%$  и повышении плотности мощности лазерного излучения до  $I \sim 1-3$  кВт/см<sup>2</sup> в ТКЛ наблюдается стабилизация режима двунаправленной генерации в диапазоне  $\Omega \geq 10-100$  кГц и возникновение режима биений. Характерный вид амплитудно-частотных характеристик ТКЛ в этом случае аналогичен характеристикам, приведенным на рис. 4.

При  $3 \text{ кВт/см}^2 \leq I \leq 5 \text{ кВт/см}^2$  и увеличении  $\Omega$  в ТКЛ наблюдалась характерная пиковая неустойчивость стационарной генерации, про-

являющаяся в возникновении синфазной модуляции интенсивностей встречных волн на частоте релаксационных колебаний. При  $I \geq 5$  кВт/см<sup>2</sup> пиковая неустойчивость генерации возникает и при  $\Omega = 0$ . Сигнал биений наблюдался и в области пиковой неустойчивости при  $3$  кВт/см<sup>2</sup>  $\leq I \leq 6$  кВт/см<sup>2</sup>.

Следует отметить, что нерезонансный насыщающийся поглотитель на  $F_2$ -центрах окраски в LiF не приводит к аномалиям частотных характеристик ТКЛ в области выравнивания интенсивностей встречных волн и к существенному изменению



величины области захвата их частот (см. рис. 5). В исследованном режиме вынужденной синхронизации мод вследствие уменьшения эффективной связи встречных волн наблюдается заметное уменьшение области захвата частот встречных волн до значений порядка  $10^2$ — $10^3$  Гц, причем при смене режимов захвата частот встречных волн и

Рис. 5. Зависимость разности частот встречных волн  $\Delta\omega$  от разности собственных частот кольцевого резонатора  $\Omega$  в ТКЛ с нелинейным поглотителем (кристаллом LiF с  $F_2$ -центрами) в режиме свободной генерации

биений наблюдается гистерезисная зависимость  $\Delta\omega(\Omega)$ , ширина области гистерезиса  $\Delta\Omega \sim 1$ — $10$  кГц.

Было установлено также, что кристаллы LiF приводят к эффективной селекции поперечных мод в ТКЛ. При этом даже в конфокальном резонаторе происходит выделение основной поперечной моды  $TEM_{00}$ .

Наконец, укажем еще на одну исследованную нами возможность использования нелинейного поглощающего фильтра для стабилизации режима генерации СКИ при активной синхронизации мод. Было установлено, что в лазере с электрооптическим фазовым модулятором наличие в резонаторе слабого (начальные потери  $1,0 \div 1,5\%$ ) нелинейного фильтра на LiF с  $F_2$ -центрами расширяет (примерно на порядок) полосу синхронизации мод — область максимальных отстроек частоты модуляции от частоты межмодовых биений, при которой наблюдается режим вынужденной синхронизации мод.

Таким образом, на основании приведенных выше экспериментальных данных и теоретических оценок можно сделать следующие выводы.

1. В твердотельных непрерывных лазерах возможно использование нелинейно-поглощающих фильтров (как жидкостных на основе красителей, так и кристаллических) для реализации режима синхронизации мод.

2. Использование нелинейного преобразователя частоты в непрерывных твердотельных лазерах, работающих в режиме кинематической синхронизации мод или синхронизации мод с помощью нелинейного поглотителя, позволяет расширить область существования указанных режимов.

3. Использование нелинейно-оптических эффектов позволяет ослабить влияние на выходные характеристики конкурентного взаимодействия встречных волн в кольцевом непрерывном твердотельном лазере.

4. Использование слабых нелинейно-поглощающих фильтров в непрерывных твердотельных лазерах позволяет значительно расширить полосу вынужденной синхронизации мод.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Сверхкороткие импульсы. Под ред. С. Шапиро. М.: Мир, 1981. [2] Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика. М.: Сов. радио, 1983. [3] Чеслер Р. Б., Карр М. А., Гейсик Д. Е. ТИИЭР, 1970, 58, № 12, с. 27. [4] Зельдович Б. Я., Кузнецова Т. И. УФН, 1972, 106, № 11, с. 47. [5] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Яценко Ю. П. Письма в ЖТФ, 1980, 6, с. 161. [6] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Яценко Ю. П. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1453. [7] Доценко А. В. и др. ДАН СССР, 1980, 255, с. 339. [8] Шелаев А. Н. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1027. [9] Доценко А. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н. Письма в ЖТФ, 1984, 10, с. 20. [10] Доценко А. В., Ларионцев Е. Г. Квант. электроника, 1979, 6, с. 979. [11] Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М. Письма в ЖТФ, 1977, 3, с. 611. [12] Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1344; Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 30.

Поступила в редакцию  
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 537.52

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДНОГО СЛОЯ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В ПОДНОРМАЛЬНОМ РЕЖИМЕ

А. А. Нечаев, Ю. В. Орлов, И. Г. Персианцев, А. Т. Рахимов, С. П. Ребрик

К настоящему времени накоплен богатый экспериментальный материал, относящийся к исследованию свойств несамостоятельного разряда. Математическая модель для его описания основана на предположении однородности разряда в плоскости, параллельной поверхности электродов. Такой подход до недавнего времени не вызывал сомнений, поскольку наблюдалось хорошее согласие между теоретическим описанием свойств разряда и экспериментом (см., например, обзор [1]).

В последние годы в ряде экспериментальных работ [2—7] было показано, что катодный слой как в импульсном, так и в непрерывном режимах неоднороден и имеет пятнистую структуру, ток протекает только через катодные пятна и плотность тока в них равна нормальной. Было также теоретически показано [7, 8], что однородный катодный слой неустойчив к флуктуациям плотности тока из-за наличия падающего участка на ВАХ катодного слоя в поднормальном режиме, что приводит к перераспределению плотности тока на поверхности катода и образованию пятнистой структуры. Таким образом, однородная модель разряда, по крайней мере в прикатодной области, не соответствует физическим процессам, происходящим в ней.

В данной работе проведено исследование свойств прикатодной области разряда в азоте, получены интегральные характеристики прикатодного слоя, включающего катодные пятна и переходную зону от области однородного распределения тока к пятну, а также изменение слоя во времени.

Обсудим структуру катодного слоя в рамках модельных представлений. Будем предполагать, что толщина катодного слоя много меньше длины разрядного промежутка. Тогда по однородной модели на-