ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Е.Г. Крастелев, А.П. Лотоцкий, С.П. Масленников, Э.Я. Школьников

## МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНЫЕ СИСТЕМЫ

## Часть 1

## Сильноточные диоды и системы диагностики

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии» в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.374(075) ББК 32.847а7 М31

МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНЫЕ СИСТЕМЫ. Часть 1. Сильноточные диоды и системы диагностики: Учебное пособие / Е.Г. Крастелев, А.П. Лотоцкий, С.П. Масленников, Э.Я. Школьников. – М.: МИФИ, 2008. – 204 с.

Пособие посвящено мощным электроимпульсным системам, их принципу действия, анализу их работы и особенностям их конструкции. Изложены физические основы конструирования сильноточных диодов высоковольтных импульсных ускорителей электронов и ионов. Рассмотрены вопросы, связанные с построением, потенциальными возможностями и особенностями работы диагностических систем для исследования быстропротекающих процессов в мощных электроимпульсных установках.

Пособие предназначено для студентов, изучающих курс «Высоковольтная сильноточная импульсная техника», «Физика сильноточных пучков», «Регистрация быстропротекающих процессов в мощной импульсной электрофизике». Оно также может быть полезно аспирантам и специалистам, работающим в области создания мощных электроимпульсных систем.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы МИФИ.

Рецензент доктор технических наук, профессор Н.П. Собенин

ISBN 978-5-7262-0941-8

© Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008

Редактор Т.В. Волвенкова

Подписано в печать 27.08.2008. Формат 60х84 1/16 Печ.л. 12,75. Уч.-изд.л. 12,75. Тираж 150 экз. Изд. № 4/109. Заказ №

Московский инженерно-физический институт (государственный университет). 115409, Москва, Каширское ш., 31

> Типография издательства «Тровант» г. Троицк Московской области

## оглавление

Пре	едисло	вие	4
Вве	дение		5
1.	Физика и элементы конструкции сильноточных диолов		8
	1.1.	Основные физические закономерности работы	
		сильноточных электронных и ионных диодов	11
	1.2.	Проблемы изоляции и изоляторы сильноточных диодов	22
		1.2.1. Основные требования	
		1.2.2. Закономерности электрического пробоя по поверхности	
		твердых диэлектриков в вакууме при воздействии	
		коротких импульсов напряжения	24
		1.2.3. Распределение напряжения по длине изолятора	29
		1.2.4. Поля в тройных точках. Заделка изолятора	37
		1.2.5. Типы изоляторов, примеры конструкций	43
		1.2.6. Особенности конструкции диодов микросекундного	
		диапазона длительностей импульсов и диодов	
		с наложенным внешним магнитным полем.	55
	1.3.	Основные типы катодов сильноточных диодов	60
		1.3.1. Взрывоэмиссионные катоды	62
		1.3.2. Основные типы конструкций взрывоэмиссионных катодов.	67
		1.3.3. Плазменные катоды	89
	Конт	ольные вопросы	101
2	Мата		
2.	Mero	ды и системы диагностики устроиств мощнои	102
	импу	льснои электрофизики	102
	2.1.	Экспериментальные методы исследований процессов	
		импульсных электрофизических установок	102
	2.2.	Системы регистрации импульсных потоков	
		оптического излучения	107
		2.2.1. Дискретные (одноэлементные) импульсные	
		фотоприемники	107
		2.2.2. Многоэлементные приемники оптических изображений	137
	2.3.	Методы исследования оптически прозрачных систем	151
	2.4.	Экспериментальные системы рентгеноимпульсных исследований	187
	2.5.	Высокоскоростные фотографические установки	194
	Конт	ольные вопросы	201
<b>C</b> -			202
CIII	ісок Л	итературы	203

## предисловие

Предлагаемое читателям издание является первой частью учебного пособия, посвященного мощным электроимпульсным системам. В нем дается описание принципа действия, анализа работы и особенностей конструкции сильноточных диодов современных высоковольтных импульсных ускорителей электронов и ионов. Изложены также вопросы, связанные с диагностическими системами для регистрации и анализа быстропротекающих процессов в мощных электроимпульсных системах.

Описание принципа действия, анализ работы и конструкций упомянутых выше систем станут содержанием серии учебных пособий, которые уже подготовлены или готовятся в настоящее время к печати. По замыслу авторов они должны стать основными учебными пособиями при изучении дисциплин, составляющих содержание специализации «Мощная импульсная электрофизика». Это вызвано тем обстоятельством, что при изучении студентами ряда курсов, таких, например, как «Высоковольтная сильноточная импульсная техника», «Физика сильноточных пучков», «Регистрация быстропротекающих процессов в мощной импульсной электрофизике», «Мощные электроимпульсные технологии», возникали трудности с литературой, так как необходимые сведения содержались либо в научных статьях, либо в отдельных монографиях.

Вторая часть пособия «Мощные электроимпульсные системы», планируемая к изданию в 2008 – 2009 гг., и продолжит данную тематику. В его состав войдут следующие разделы: генераторы мощных высоковольтных импульсов на основе емкостных и индуктивных накопителей, электромагнитные и электротермические ускорители макротел, системы коммутации генераторов мощных высоковольтных импульсов.

Следует отметить, что часть используемых в пособии результатов получена авторами при решении ими различных научно-исследовательских задач в области мощных электроимпульсных систем.

#### введение

Современные мощные электроимпульсные системы способны развивать рекордные значения импульсной мощности, которые в настоящее время превышают  $10^{14}$  Вт, при этом в нагрузке протекают токи величиной более  $10^7$  А и развиваются напряжения до  $10^7$  В при длительности импульса, составляющей менее  $10^{-7}$  с. Отметим кстати, что суммарная мощность всех электростанций мира, включая гидро-, тепловые и атомные станции, составляет около  $10^{12}$  Вт.

Подобные уникальные характеристики мощных электроимпульсных устройств позволяют им находить чрезвычайно широкое применение в научных исследованиях и современных технологиях, буквально революционизируя последнее. В качестве примеров можно указать использование этих систем в исследованиях по инерциальному термояду и физике импульсных газовых разрядов, при создании мощных газовых и твердотельных лазеров от ультрафиолетовых до инфракрасных длин волн, сильноточных импульсных ускорителей электронов и ионов, сверхмощных импульсных генераторов СВЧ, импульсных рентгеновских источников, ускорителей макротел. Технологическое применение мощных электроимпульсных систем охватывает такие области, как экология, стерилизация и обеззараживание газовых объемов и инструментария, создание новых материалов и их модификация, нанесение порошковых покрытий, строительная техника, утилизация строительных отходов и др.

Современную мощную электроимпульсную установку можно условно представить как устройство, состоящее из ряда систем. Одна из них представляет собой систему формирования мощных импульсов напряжения или тока, которая может работать как в однократном, так и в частотном режимах. Отметим, что многие компоненты этой системы по принципу своей работы не имеют аналогов в обычной электронике. Некоторые из этих компонентов, такие, например, как твердотельные коммутаторы, за последние годы получили столь бурное развитие, что это дало основание говорить о появлении нового направления в науке и технике, которое получило название «мощная импульсная (сильноточная) электроника».

Другой системой мощной электроимпульсной установки является то, что можно определить как обобщенная нагрузка, представляющая собой устройства, куда подаются вырабатываемые системой формирования, импульсы напряжения или тока. Характерной чертой данной системы является ее способность преобразования накопленной и сформированной электрической энергии в другие ее виды: энергию сильноточного пучка электронов и ионов, энергию плазмы разряда, энергию излучения. В качестве примера этой системы можно привести сильноточные диоды импульсных ускорителей или инжекторы мощных СВЧ-генераторов, газоразрядные устройства различных установок, системы электровзрыва, устройства создания магнитной энергии и т.д.

Наконец, необходимо выделить еще одну систему, которая тесно связана с исследованием режимов и собственно работой мощной электроимпульсной установки. Речь идет о системе регистрации быстропротекающих процессов, которая представляет измерительный комплекс, включающий в себя широкий круг приборов, регистрирующих различные по своей физической природе импульсные сигналы, дающие информацию о процессах, происходящих в узлах и элементах мощной электроимпульсной установки.

В первой главе данного пособия изложены физические основы конструирования узлов сильноточных диодов высоковольтных импульсных ускорителей электронов и ионов. Сформулированы и обоснованы требования, предъявляемые к изоляторам сильноточных импульсных диодов, суммированы основные закономерности пробоя по поверхности изолятора в вакууме при воздействии коротких импульсов напряжения. Проведен анализ методов распределения напряжения по изолятору, рассмотрено решение задачи о распределении электрического поля в области тройных точек. Основные технические решения, применяемые на практике при разработке и создании изоляторов, показаны на примерах конструкций диодов сильноточных ускорителей различной мощности и различного назначения. Рассмотрены особенности работы диодов с наложенным магнитным полем (диодов с магнитной изоляцией) и обусловленные ими отличия в конструкции изолятора и других узлов диода.

Рассмотрены основные типы катодных узлов сильноточных диодов высоковольтных импульсных ускорителей электронов. Из-

ложены физические основы работы катодов различных типов, обеспечивающие возможность получения интенсивных электронных пучков, проведен анализ их рабочих характеристик, которые определяют преимущественные области применения. Суммированы результаты экспериментальных исследований плазменных взрывоэмиссионных катодов, наиболее широко используемых в конструкциях сильноточных диодов, рассмотрены основные закономерности формирования эмитирующей катодной плазмы, методы ее стабилизации. Проведен анализ типовых конфигураций катодных, а также анодных узлов в зависимости от назначения диодов и методов формирования электронных пучков.

Материал первой главы содержит примеры конструкций основных узлов диодов, используемых в сильноточных ускорителях различной мощности и различного назначения. В основе приведенных примерах рассмотрены основные технические решения, применяемые на практике при разработке и создании диодов для получения и формирования интенсивных электронных пучков с заданными свойствами.

Вторая глава учебного пособия посвящена описанию физических основ различных методов исследования быстропротекающих процессов.

Рассмотренный круг вопросов связан с принципами построения приемников импульсного излучения, установок высокоскоростной фотографической регистрации, теневых и интерферометрических методов исследований, искровых источников излучения, лазерных установок, быстродействующих оптических затворов, источников импульсного рентгеновского излучения. Обсуждаются результаты решения некоторых динамических задач с использованием различных диагностических систем и комплексов.

Здесь дается не только описание характеристик и принципов работы регистрирующей аппаратуры, выпускаемой промышленностью, но и рассмотрены физические основы построения регистрирующей аппаратуры. Это определяется тем, что в подавляющем большинстве случаев в исследовательской практике экспериментаторам приходится решать вопросы, связанные с разработкой и созданием обладающих уникальными свойствами диагностических комплексов, в которых промышленно выпускаемое оборудование выполняет функцию отдельных элементов и требует соответствующей доработки и адаптации к конкретным условиям эксплуатации.

## 1. ФИЗИКА И ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ДИОДОВ

В физике и технике сильноточных ускорителей под сильноточным диодом в широком смысле слова понимается устройство для преобразования энергии мощных высоковольтных импульсов в кинетическую энергию сильноточного потока заряженных частиц, например, электронов применительно к сильноточным электронным диодам. В технической литературе для таких устройств часто используют термин «электронная пушка», реже - «ускорительная трубка». Каждый из них имеет свои исторические корни и даже, как следует из названия последнего, подчеркивает некоторые особенности конструкции устройства. Учитывая специфику курсов физики сильноточных диодов и сильноточных пучков и принятую в них терминологию, в данном учебном пособии под общим названием «сильноточный диод» будет подразумеваться не только собственно диодный (двухэлектродный) промежуток, но и конструкция всего узла сильноточного ускорителя, предназначенного для получения сильноточных электронных или ионных пучков. Такой подход не противоречит сложившимся взглядам и представлениям и в значительной мере объединяет физический и технический аспекты одного и того же устройства. С точки зрения физики получения сильноточных пучков, диод представляет собой область, образованную двумя размещенными в вакууме электродами, - катодом и анодом, в котором происходит генерация и ускорение сильноточного потока частиц под действием приложенного к ним импульса высокого напряжения.

Мощный высоковольтный импульс прикладывается к катоданодному промежутку и обеспечивает на короткое время, определяемое различными факторами, большой ток электронов, который либо выводится через фольгу, либо за счет краевых полей в бесфольговом варианте диода в дрейфовую камеру, либо же используется непосредственно в диоде. Параметры получаемого пучка определяются геометрией диодного промежутка, параметрами импульса напряжения, действующего между электродами, собственными полями пучка, наличием дополнительных внешних магнитных полей, и рядом других факторов.

С физической точки зрения сильноточный диод является наиболее сложным элементом сильноточного ускорителя. Сложность физической картины определяется сложностью и многообразием физических процессов в диоде, прежде всего связанных с генерацией потоков частиц с высокой плотностью тока, определяющим влиянием собственных полей в динамике пучка, нестационарностью процессов, характерной для коротких импульсов.

С технической точки зрения диод является выходным элементом сильноточного ускорителя, завершающим длинную цепь преобразования электрической энергии в энергию ускоренных частиц. Все звенья этой цепи, начиная от первичного накопителя и заканчивая выходным каскадом формирования импульса ускоряющего напряжения, являются элементами компрессии энергии во времени и служат для формирования выходного потока энергии высокой мощности. В то же время экстремально высокие уровни плотности потока энергии, поступающей в диод, предопределяют жесткие требования к конструкции его элементов. Поэтому практическая реализация любой из приведенных выше схем получения сильноточных пучков в диоде сопряжена с решением целого ряда технических задач, которые не всегда являются принципиальными с точки зрения физики работы диода, но, тем не менее, накладывают весьма жесткие ограничения на реально достижимые параметры для выбранной конструкции диода.

Общей для всех типов диодов является проблема ввода высокого импульсного напряжения в диод или, иными словами, проблема высоковольтного изолятора, который должен удовлетворять весьма жестким требованиям. Действительно, для получения высокой разности потенциалов между катодом и анодом независимо от выбранной схемы диодного промежутка по крайней мере один из электродов должен находиться под высоким потенциалом относительно заземленного (т.е. имеющего нулевой потенциал) корпуса диода и установки в целом. Чаще всего анод электронного диода соединен с корпусом. Например, в схеме бесфольгового диода цилиндрический анод и имеющая такой же потенциал дрейфовая камера, являясь элементами вакуумной камеры, естественным образом приобретают нулевой потенциал. Это означает, что высокий по абсолютной величине потенциал подается на второй электрод – катод, который по необходимости должен быть изолирован от корпуса на полное прикладываемое к диоду напряжение. Кроме этого изолятор служит и механической опорой этого электрода или узла его крепления, включающего дополнительные элементы фиксации и юстировки собственно катодного электрода.

Другая важная особенность изолятора состоит в том, что он служит границей раздела сред, т.е. является барьером, отделяющим вакуумный объем диода от изолирующей среды генератора высоковольтных импульсов. А это означает, что в дополнение к весьма жестким требованиям в отношении электротехнических параметров добавляются еще и требования механической прочности изолятора, разделяющего области разной изоляции (например, воды и вакуума). Конструкция изолятора должна при этом не только противостоять разности давлений, но и обладать достаточной жесткостью, обеспечивая малое изменение геометрии собственно диода, как в ходе вакуумной откачки, так и во время длительной работы установки, работающей в импульсно-периодическом режиме.

Существенный прогресс, достигнутый в технике получения мощных электронных пучков, в значительной мере обусловлен разработкой ненакаливаемых источников электронов – холодных катодов с взрывной эмиссией, обладающих уникальными эмитирующими возможностями. В основе работы диодов с холодными катодами лежат процессы, происходящие в начальной стадии электрического пробоя вакуумных промежутков, и, в частности, образование в результате взрыва микроострий плотной плазмы, которая и является эмиттером электронов. К настоящему времени объяснены далеко не все физические процессы формирования эмитирующей плазмы, однако простота конструкции холодных катодов и их высокая эмитирующая способность послужили причиной широкого использования катодов такого типа в большинстве конструкций сильноточных диодов. Наряду с этим в зависимости от требований к диоду используются острийные катоды (в виде одного или нескольких острий), катоды с диэлектричекими включениями, сложные металлокерамические катоды и много других типов холодных катодов.

Таким образом, с технической точки зрения все электронные диоды, несмотря на существенные различия принципиальных схем, являются интерфейсом между генератором импульсов и ускоряющим промежутком – собственно диодной областью. И при всем многообразии схем формирования сильноточных пучков и разработанных к настоящему времени конструкций диодов все они содержат изолятор, катодный держатель, катодный и анодный узлы (в простейшем случае – катодный и анодный электроды).

# 1.1. Основные физические закономерности работы сильноточных электронных и ионных диодов

Материал этого раздела дает общие представления о процессах, протекающих в сильноточном диоде. Его содержание не претендует на сколь-нибудь полное и последовательное описание физики основных явлений в диодах и существующих на сегодня моделей этих явлений, что описано в отдельных самостоятельных учебных пособий по курсу «Физика сильноточных электронных и ионных пучков». В данном случае нас интересует качественная картина, основанная на имеющихся экспериментальных данных, которая призвана помочь в понимании требований, предъявляемых к элементам конструкции диодов, и анализа тех или иных технических решений, излагаемых в последующих разделах.

В свете сказанного рассмотрим основные процессы, протекающие в сильноточном диоде, на примере наиболее простого по конфигурации электродов плоского диода, предназначенного для получения интенсивного электронного пучка.

Схема диода в упрощенном виде показа на рис. 1. Собственно диодный промежуток, к которому прикладывается высокое импульсное напряжение и в котором происходит ускорение электронов, образован плоским торцом катодного электрода *I* и плоским анодом *2*. При использовании пучка внутри диода, например, для генерации тормозного излучения или нагрева мишени анод выполняется непрозрачным для ускоренных электронов. Для вывода пучка и использования его вне диода в качестве анода, как показано для примера на рис. 1, может быть использована тонкая фольга 2, через которую пучок ускоренных электронов инжектируется в расположенную за ней камеру дрейфа 3. При инжекции в вакуумную камеру вместо фольги может использоваться сетка с высокой прозрачностью.



Рис. 1. Схема плоского диода: 1 – катод; 2 – анодная фольга; 3 – камера дрейфа

Для диода, схематически изображенного на рис. 1, на катод подается импульс ускоряющего напряжения отрицательной по отношению к заземленному аноду и стенкам камеры полярности.

Появление между катодом и анодом высокого напряжения и соответственно электрического поля с напряженностью порядка 10<sup>5</sup> ÷ 10<sup>6</sup> В/см инициирует взрывную эмиссию с катода. Экспериментальные исследования процесса взрывной эмиссии указывают на образование в результате взрыва микроострий на поверхности катода локализованных плазменных факелов, которые затем растекаются по поверхности металла. Во многих случаях их образованию способствуют различные диэлектрические включения, вызывающие усиление напряженности электрического поля в области тройных точек и пробой по поверхности этих включений. Не вдаваясь в механизм этих процессов, более подробно рассмотренный в последующих разделах, отметим, что согласно многочисленным экспериментальным данным при приложенном среднем поле, большем  $(1\div 2)\cdot 10^5$  В/см, спустя некоторое время (так называемое время задержки взрывной эмиссии) на поверхности катода появляется плазма с плотностью порядка 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>. Скорость формирования плазмы зависит от концентрации микроострий, среднего значения приложенного электрического поля и скорости его нарастания. Образующаяся плазма расширяется в область вакуумного промежутка. Скорость расширения плазмы в значительной степени определяется ее температурой, которая по различным измерениям составляет порядка 1 эВ, что соответствует тепловым скоростям ионов порядка 1 см/мкс.

С фронта расширяющейся катодной плазмы эмитируется электронный поток. Приведенные выше типичные параметры катодной плазмы, в частности, измеренные значения плотности вблизи от поверхности катода, являются достаточными аргументами в использовании наиболее распространенного приближения неограниченной эмиссионной способности катода при описании работы диода. Иными словами, концентрация электронов плазмы и их подвижность настолько велики, что ее поверхность может отдавать ток с любой плотностью без истощения. Это принципиально важно, поскольку в рамках предположения, что катодная плазма обладает неограниченной эмиссионной способностью, ток пучка в диоде ограничивается только объемным пространственным зарядом.

При плоском одномерном потоке, ограниченном пространственным зарядом, ток пучка находится в предположении, что доминирующим является движение электронов вдоль силовых линий электрического поля. Это предположение эквивалентно требованию малости сил, действующих на электроны пучка со стороны собственного магнитного поля пучка. В частности, для плоского диода в нерелятивистском приближении плотность тока пучка определяется законом Чайльда-Ленгмюра, хорошо известным как «закон 3/2»:

$$J_{\text{H-JI}} = 2^{1/2} \cdot e^{1/2} \cdot U^{3/2} / 9 \cdot \pi \cdot m^{1/2} \cdot d^2, \qquad (1.1)$$

где *т* и *е* – масса и заряд электрона; *U* – напряжение на промежутке в вольтах; *d* – величина катод-анодного промежутка.

С увеличением тока собственное магнитное поле пучка начинает играть существенную роль: поток становится двумерным, причем, ток пучка ограничивается не только пространственным зарядом, но и магнитным полем. Обычно расстояние между катодом и анодом мало по сравнению с их радиальными размерами. Поэтому в первом приближении можно пренебречь собственным радиальным электрическим полем пучка, считая его закороченным проводящими поверхностями катодного и анодного электродов. При этом движение электронов в диоде будет происходить только под действием продольного электрического поля и собственного азимутального магнитного поля. По мере увеличения тока собственное магнитное поле искривляет траектории электронов, заворачивая их по направлению к оси диода.

Существует критическая величина тока, при котором радиус поворота становится столь небольшим, что электроны с периферии пучка попадают на анод по касательной. Величина критического тока выражается известным соотношением

$$I_{\rm kp} = 8500 g (\gamma^2 - 1)^{1/2}, \qquad (1.2)$$

где  $I_{\rm kp}$  – критический ток в амперах;  $\gamma$  – релятивистский фактор; g – геометрический фактор или аспектное отношение, g = R/d, где R – радиус катода, d – расстояние между анодом и катодом.

При токах, меньших  $I_{\rm kp}$ , поток в диоде будет существенно одномерным и ламинарным. В этом случае применима формула Чайльда-Ленгмюра. Выше  $I_{\rm kp}$  приближение одномерного потока перестает работать. Для описания потока в диоде с большими токами  $(I \ge I_{\rm kp})$  может быть использована модель парапотенциального потока, хорошо согласующаяся с экспериментом. Модель предполагает движение электронов вдоль эквипотенциалей в области катоданодного промежутка и исходит из описания потока в виде ламинарного течения, в каждой точке которого все собственные силы уравновешены. В соответствии с этой моделью ток диода определяется следующим выражением:

$$I = 8500 \cdot g \cdot \gamma \cdot \ln \left[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}\right], \qquad (1.3)$$

где геометрический фактор g = R/d >> 1 для плоской или слабоконусной геометрии электродов.

Приведенные выше формулы несколько некорректны, поскольку не учитывают движение катодной плазмы, которая не только расширяется от катода, но и сдвигается вдоль его поверхности. Поэтому в выражения для тока диода необходимо вводить соответствующие поправки на сдвиг границы эмитирующей поверхности и краевые эффекты. Эффективный зазор меняется со временем как  $d - \upsilon_{nn} t$ , а радиальный размер катода как  $R + \upsilon_{nn} t$ , где  $\upsilon_{nn} -$ скорость распространения плазмы.

Электронный поток ускоряется в вакууме электрическим полем приложенного к диоду напряжения и бомбардирует анод. При этом десорбируется газ, испаряется материал анода и образуется анодная плазма, расширяющаяся в сторону катода. Анодная плазма является источником ионов, которые ускоряются в сторону катода. Появление ионного потока в диоде ведет к увеличению тока диода в результате частичной нейтрализации объемного заряда электронов.

Типичные значения скорости разлета катодной плазмы в плоском диоде в отсутствие внешних дополнительных полей, измеренные в широком диапазоне параметров, составляют величины порядка 2 – 3 см/мкс, при этом установлено, что скорость разлета границы катодной плазмы в условиях технического вакуума слабо зависит от материала катода и приложенного напряжения. Аналогичные значения получены и для скорости разлета анодной плазмы. Объяснением этому служат данные спектрометрических измерений состава плазмы, которые указывают на присутствие в катодной, а также анодной плазме, как элементов материала катода, так и десорбируемого газа и продуктов крекинга углеводородов. Причем, как правило, интенсивность линий последних значительно превышает в измерениях интенсивность линий материала катода и практически не меняется при смене материала катода. Все эти результаты свидетельствуют о важной роли десорбируемых с катода газов и масляных пленок, а также иных углеводородных включений в формировании прикатодной эмитирующей плазмы. Это же, в значительной мере, относится и к анодной плазме, за исключением того, что ее образование происходит в результате бомбардировки анода ускоренными электронами.

Разлет катодной плазмы, образование и разлет анодной плазмы ведут к изменению эффективной геометрии диода в течение импульса напряжения, что, в свою очередь, ведет к изменению параметров формируемого электронного потока и в конечном счете к закорачиванию ускоряющего промежутка. Максимальная длительность тока пучка ускоренных электронов ограничивается резким спадом ускоряющего напряжения в результате закорачивания ускоряющего промежутка катодной и анодной плазмой и, как правило, не превышает нескольких сотен наносекунд для рассматриваемой геометрии диода с исходным («холодным») зазором между катодом и анодом порядка одного сантиметра.

Все это приводит к тому, что сопротивление (импеданс) диода с плоским катодом изменяется в течение импульса, что затрудняет согласование диода с генератором импульсов.

Получение стабильных характеристик диода и увеличение времени его работы связано, прежде всего, с решением проблемы торможения разлета катодной плазмы. Исследования в области решения этой задачи исторически развивались по двум направлениям. Одно из них связано с торможением катодной плазмы внешним магнитным полем, а другое – собственным электрическим полем в промежутке диода. Первое из них легло в основу коаксиальных диодов с магнитной изоляцией, которые широко используются для получения сильноточных электронных пучков микросекундной длительности и формирования потоков трубчатого сечения. Такие диоды часто называются «бесфольговыми». Собственно диодный промежуток образован двумя коаксиально расположенными цилиндрическими или коническими электродами в магнитном поле, ориентированном параллельно поверхности катода.

Схемы двух наиболее распространенных типов коаксиальных диодов с магнитной изоляцией показаны на рис. 2.



**Рис. 2.** Схемы коаксиальных диодов с магнитной изоляцией для получения трубчатых пучков: a - диод с однородным магнитным полем;  $\delta - диод$  с нарастающим вдоль направления движения пучка магнитным полем (катод в краевом магнитном поле); 1 - соленоид для создания внешнего магнитного поля; 2 - анод; 3 - силовые линии магнитного поля; 4 - катод

При величине индукции магнитного поля, превышающей некоторое критическое значение  $B_{\rm kp}$  для заданного напряжения на промежутке, наступает режим магнитной изоляции (иногда называемый «режим отсечки»), при котором эмитированные с катода электроны не попадают на анод, а дрейфуют в азимутальном направлении. Появление тока электронов в продольном направлении за счет наличия на краю катода продольной составляющей электрического поля приводит к появлению азимутального магнитного поля и сносу электронов к торцу. В этой области формируется трубчатый пучок, распространяющийся далее вдоль силовых линий магнитного поля. Пучок не проходит через какие-либо анодные сетки или фольгу и не испытывает дополнительного рассеяния. Отметим, что тонкостенные трубчатые пучки, имеющие малый поперечный разброс скоростей, широко применяются для генерации CBЧ-излучения в релятивистских приборах различного типа.

Магнитное поле существенно влияет на образование и движение катодной плазмы в диоде. В магнитном поле увеличивается число эмиссионных центров, улучшается однородность эмиссии с катода. Однородное магнитное поле с индукцией В ≥ 1 Тл уменьшает скорость разлета плазмы в поперечном направлении в несколько раз, что позволяет увеличить длительность импульсов тока до нескольких микросекунд. Длительность до 10 мкс и даже более удается получить в коаксиальных диодах с неоднородным, нарастающим вдоль оси пучка магнитным полем. Наличие магнитной пробки на выходе диода существенно снижает скорость разлета плазмы как поперек, так и вдоль магнитного поля и исключает пробой с катода на коллектор.

Наличие магнитного поля в области диода накладывает дополнительные требования к элементам конструкции диода, в частности, из-за появления так называемого обратного тока и тока утечки с катододержателя. Эти токи являются паразитными, они уносят часть энергии и создают определенные трудности в обеспечении электрической изоляции.

Пояснением причин появления обратных токов могут служить схемы диодов, схематически показанные на рис. 2, здесь в диодах катод закреплен на катодном штоке (катододержателе) меньшего диаметра и имеет участок торцевой поверхности, обращенной в сторону генератора. При подаче импульса высокого напряжения взрывная эмиссия возникает не только на рабочей поверхности катода (цилиндрической или конической), но и на части обращенного к генератору торца катода. В первую очередь вблизи его края, на котором напряженность электрического поля максимальна. Электрическое поле на этом участке имеет продольную составляющую, под действием которой выходящие электроны ускоряются в сторону генератора. Двигаясь по силовым линиям спадающего магнитного поля они могут попадать на изолятор, что инициирует пробой по его поверхности, или на анод, приводя к образованию анодной плазмы и пробою диода.

Обратный ток при такой конфигурации электродов может достигать и даже превышать ток прямого пучка электронов, инжектируемого в трубу дрейфа. Диоды с данной геометрией катодных электродов использовались на начальных этапах исследований, в последующих же конструкциях геометрия электродов выбиралась такой, чтобы избежать наличия участков поверхности с локальным усилением электрического поля и присутствием продольной составляющей, ускоряющей частицы в сторону генератора. Однако это не всегда оказывается возможным. При одинаковых диаметрах катода и катододержателя обратный ток формируется с задней стороны катодной плазмы (со стороны генератора), расширяющейся поперек однородного магнитного поля на сантиметровые расстояния при микросекундных длительностях импульсов напряжения. В этом случае обратный ток меньше прямого и возрастает по мере расширения катодной плазмы.

Подавление обратного тока требует реализации таких условий, при которых силовые линии магнитного поля, выходящие на поверхность изолятора и анода, не пересекают эмитирующую поверхность катода. С этой целью между катодом и катододержателем располагают отражатель электронов конической, плоской или сферической формы. При этом силовые линии магнитного поля, соответствующие радиусу катода с учетом поперечного расширения катодной плазмы, должны проходить ниже вершины катододержателя. Для эффективной работы устройства необходимо, чтобы эмиссия электронов с отражателя отсутствовала. Другой, близкий по сути, метод подавления обратного тока связан с созданием магнитного поля пробочной конфигурации за катодом (со стороны генератора). Одним из альтернативных решений рассмотренных выше проблем, характерных для коаксиальных диодов с магнитной изоляцией и микросекундных диодов в особенности, является использование геометрии «обращенного» диода. Схема такого диода показана на рис. 3. В отличие от типовой конструкции, в которой внутри цилиндрического секционированного изолятора по всей его длине располагается высоковольтный катодный шток, в «обращенном» диоде шток укорочен до минимально возможной длины, а навстречу ему внутрь изолятора введен анодный электрод со встроенным соленоидом.



Рис. 3. Схема «обращенного» бесфольгового диода с анодным блоком, вставленным внутрь высоковольтного изолятора: *1* – катод; *2* – высоковольтный электрод сборки изолятора; *3* – изоляционные кольца; *4* – градиентные кольца; *5* – соленоид, встроенный в анодный блок; *6* – коллектор электронов

Экспериментальные исследования, выполненные несколькими лабораториями, показали, что в диоде, где соленоид располагается внутри изолятора, потери электронного тока практически отсутствовали. Такие диоды используются для получения трубчатых пучков относительно небольшого диаметра (ограничен диаметром

трубы дрейфа внутри соленоида анодного блока, размещаемого внутри изолятора диода) длительностью до 10 мкс.

Другое решение задачи получения стабильных характеристик диода и увеличения времени его работы связано с выбором таких параметров катода и геометрии диода, при которых возможно формирование сравнительно редкой катодной плазмы, положение границы которой стабилизируется снимаемым с нее током. Рассмотрим более подробно суть этого решения.

Предположение о неограниченной эмиссионной способности катодной плазмы справедливо лишь до тех пор, пока плотность тока электронного потока, ограниченная пространственным зарядом  $J_{4,J}$ , оказывается меньше плотности тока насыщения плазмы  $J_{H}$ :

$$J_{\rm H} = ken \,\upsilon_e \,, \tag{1.4}$$

где k – численный коэффициент,  $k \le 1$ ; n – плотность, а  $\upsilon_e$  – тепловая скорость электронов плазмы.

Это действительно так, поскольку максимальная плотность тока эмиссии электронов с фронта катодной плазмы в первом приближении равна плотности тока насыщения. Иными словами, фронт плазмы не может эмитировать электронов больше, чем к нему поступает.

Таким образом, в зависимости от соотношения  $J_{\text{Ч-Л}}$  и  $J_{\text{H}}$  можно выделить два различных режима эмиссии: режим неограниченной эмиссионной способности плазмы при  $J_{\text{Ч-Л}} < J_{\text{H}}$ , и режим насыщения при  $J_{\text{Ч-Л}} > J_{\text{H}}$ . В первом случае ток диода ограничивается пространственным зарядом, а во втором – эмиссионной способностью плазмы.

В реальном диоде с неоднородной катодной плазмой режимы эмиссии могут меняться во времени. Первоначально при малых расстояниях границы от катода плотность плазмы большая, и реализуется режим неограниченной эмиссии. При этом плазма расширяется в вакуумную область диода и ускоряющий промежуток сокращается, что приводит к увеличению пропускной способности промежутка, т.е. росту тока электронного потока, ограниченного пространственным зарядом. С другой стороны, с расширением плазмы ее плотность уменьшается и плотность тока ускоряемых в промежутке электронов может стать равной плотности тока насыщения плазмы. При достижении этого условия дальнейший разлет катодной плазмы тормозится давлением внешнего электрического поля, что ведет к стабилизации положения эмитирующей границы плазмы. Иными словами, при выполнении этого условия с границы плазмы в ускоряющий промежуток отбирается столько же электронов, сколько их подходит к границе. В результате, скорость разлета плазмы может стать существенно меньше первоначальной. Реализация такого режима позволяет значительно увеличить длительность импульса тока диода. Параметры получаемого в этом случае электронного потока будут аналогичны параметрам потока в диоде с эффективным катоданодным зазором, определяемым равенством тока эмиссии и пропускной способности ускоряющего промежутка. Из условия  $J_{4-Л} = J_{H}$ можно получить выражение для эффективного зазора.

Такой режим работы диода со стабилизацией положения эмитирующей катодной плазмы снимаемым с нее током электронов используется на практике для получения электронных пучков большой длительности – до нескольких десятков микросекунд. В частности, он реализуется в диодах с относительно невысокой плотностью тока для накачки газовых лазеров и диодах для получения электронных пучков для модификации поверхностных свойств материалов.

В качестве примера на рис. 4 показана схема сильноточного ускорителя, в котором для получения электронных пучков микросекундной длительности используется плоский диод с многоострийным взрывоэмиссионным катодом, работающий в режиме торможения разлета катодной плазмы снимаемым с нее током.

Рис. 4. Схема установки для получения электронного пучка большого сечения микросекундной длительности в плоском диоде: *1* – многоострийный взрывоэмиссионный катод; *2* – анодная сетка; *3* – коллектор; *4* – генератор импульсного напряжения



Многоострийный катод диода имеет площадь 200 см<sup>2</sup>, расстояние между катодом и анодом из алюминиевой фольги толщиной 70 мкм составляет 7 – 26 см. При таких расстояниях и амплитуды напряжения в пределах 0,4 – 1,5 МВ ток электронов на коллектор составляет 5 – 2 кА при длительности импульса 4 мкс. Фоторегистрация картины свечения плазмы в промежутке показывает, что при напряжении 1 МВ и токе с острия менее 100 А плазма распространяется не более чем на 5 см от катода.

Типичные параметры, элементы конструкции и особенности работы катодов таких диодов будут рассмотрены ниже.

#### 1.2. Проблемы изоляции и изоляторы сильноточных диодов

#### 1.2.1. Основные требования

Изолятор служит барьером, отделяющим вакуумный объем диода от изоляционной среды промежуточного накопителя энергии или передающей (в общем случае, трансформирующей) линии. В отдельных случаях непосредственно к изолятору со стороны генератора импульсов может примыкать выходной обостряющий коммутатор (газовый или жидкостный искровой разрядник). Во всех этих элементах генератора мощных высоковольтных импульсов используется жидкая или, что гораздо реже, газообразная изоляция. Электрическая прочность поверхности раздела твердой и жидкой изоляции выше электрической прочности поверхности твердой изоляции в вакууме. Поэтому уровень рабочего напряжения для практически любой конструкции диода ограничивается электрической прочностью вакуумной поверхности изолятора. Казалось бы, это ограничение не является серьезным препятствием на пути увеличения ускоряющего напряжения и может быть легко преодолено увеличением геометрических размеров и развитием вакуумной поверхности изолятора. Однако на практике это оказывается не всегда возможным в силу весьма жестких ограничений на величину индуктивности диодного узла, особенно жестких для диодов сильноточных наносекундных ускорителей с низким характеристическим импедансом генератора импульсов.

Действительно, для эффективной передачи энергии в диод необходимо согласование его импеданса с импедансом выходного звена генератора импульсов (волновым сопротивлением передающей или формирующей линии). Характерные значения выходного импеданса генераторов сильноточных ускорителей составляют десятки-единицы ом, а в отдельных случаях и доли ом. Исходя из этого, и допустимого времени нарастания тока в цепи нетрудно оценить ограничения на суммарную индуктивность цепи питания согласованного по импедансу диодного промежутка.

На рис. 5 показана упрощенная эквивалентная схема импульсного питания диода, где генератор импульсов представлен в виде источника импульсного напряжения с амплитудой U и внутренним сопротивлением R1, а диод – в виде сопротивления R2 и включенной последовательно с ним «паразитной» индуктивностью L диодного узла.



После включения коммутатора К ток в цепи нарастает по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\tau = L/(R1 + R2)$ . Время нарастания тока между уровнями 0,1 и 0,9 составляет  $t_{\phi} = 2,2\tau$ , и для получения заданного времени нарастания тока в диоде  $t_{\phi}$  паразитная индуктивность не должна превышать значения  $L \le 0,9(R1 + R2)$   $t_{\phi}$ . Например, для получения времени нарастания порядка 10 нс в диоде с импедансом 10 Ом, питаемом от генератора с таким же выходным сопротивлением, паразитная индуктивность всего диодного узла не должна превышать 90 нГн.

Из приведенных оценок видно, на сколько жесткие требования предъявляются к конструкции диода, которая должна иметь возможно меньшую собственную индуктивность. Кроме того, необходимо отметить еще одно не маловажное обстоятельство, связанное с особенностями работы генераторов наносекундных импульсов на индуктивную нагрузку. А именно, если время нарастания тока в цепи в основном будет определяться индуктивностью нагрузки, то на фронте импульса появится скачок напряжения, обусловленный появлением отраженного сигнала. В результате, амплитуда суммарного сигнала в этом сечении может достигать удвоенного напряжения согласованного режима. И это обстоятельство нельзя не учитывать, при выборе параметров изоляции, в особенности, для низкоомных диодов и генераторов импульсов.

Требование снижения индуктивности предопределяет целый комплекс мер по оптимизации изолятора, направленных, прежде всего, на достижение максимальной его электропрочности при минимальных габаритах. В числе этих мер важнейшими являются выбор геометрии и конструкции изолятора (цилиндрический или плоский, сплошной или составной), распределение напряжения вдоль изолятора, профилирование электрического поля на его элементах, а также выбор материала и технологии изготовления изолятора.

### 1.2.2. Закономерности электрического пробоя по поверхности твердых диэлектриков в вакууме при воздействии коротких импульсов напряжения

В основе решения этих задач лежат известные на сегодня закономерности возникновения и развития электрического пробоя по поверхности твердых диэлектриков в вакууме. Важнейшими из них являются зависимости пробивной напряженности электрического поля  $E_{\rm np}$ , при которой происходит перекрытие поверхности, от времени воздействия напряжения, конфигурации и площади поверхности изолятора, распределения электрического поля и ряд других. Напомним некоторые из них, наиболее важные для понимания путей решения задачи и правильного конструирования изолятора сильноточного диода.

1. Многочисленные измерения показали, что электропрочность вакуумной поверхности твердых изоляторов возрастает с уменьшением времени воздействия напряжения. При длительности импульсов менее 100 нс электропрочность растет в 1,5-2 раза по сравнению со случаем воздействия постоянного напряжения. Измерения, выполненные различными авторами, дают несколько отличающиеся зависимости  $E_{\rm np}$  от времени воздействия напряжения напряжения. С учетом некоторых различий в условиях измерений (материал и размеры

образцов изоляторов, вакуумные условия и др.) и различных определений эффективного времени воздействия обобщенная зависимость имеет вид:

$$E_{\rm np} \sim t^{-\alpha}, \tag{1.5}$$

где  $\alpha$  лежит в пределах от 1/3 до 1/6.

2. Электропрочность вакуумной изоляции увеличивается при наличии на поверхности изолятора нормальной составляющей электрического поля, т.е. когда силовые линии электрического поля наклонены под углом к поверхности твердого диэлектрика. При этом резко уменьшается вероятность возникновения и развития электронных лавин вдоль поверхности изолятора в области напряжений, близких к пробивным в результате удаления появляющихся под действием различных факторов свободных электронов, в особенности, в области тройных точек соприкосновения с электродами. Согласно многочисленным измерениям, максимум электропрочности достигается при условии, когда силовые линии электрического поля направлены под углом  $\alpha \approx 45^{\circ}$  к поверхности границы раздела твердый изолятор – вакуум. При этом напряжение пробоя по поверхности (перекрытия) изолятора почти вдвое превышает пробивное напряжение того же изолятора в электрическом поле, ориентированно параллельно поверхности изолятора.

На рис. 6 показана типичная схема испытаний образцов изолятора и приведен качественный вид получаемых зависимостей.

Измерения, выполненные в широком диапазоне длительностей импульсов напряжения, показывают, что функция  $U_{\rm np} = F(\alpha)$  имеет пологие максимумы вблизи углов  $\alpha \approx \pm 45^{\circ}$  и слабо меняется в диапазоне углов  $30^{\circ} - 60^{\circ}$ . Соотношение напряжений перекрытия изолятора для оптимальных положительных (поверхность изолятора обращена к положительному электроду) и отрицательных углов зависит от длительности импульсов напряжения и составляет от 1,2 до 1,5, уменьшаясь с уменьшением длительности импульсов.

3. Вероятность перекрытия изолятора зависит от площади его поверхности. При фиксированном значении напряженности электрического поля она растет с увеличением площади поверхности изолятора. Иными словами, даже в однородном поле напряжение перекрытия по вакуумной поверхности изолятора не увеличивается пропорционально его длине. Это делает неэффективным очевидный путь увеличения рабочего напряжения диода путем простого увеличения размеров его изолятора.



**Рис. 6.** Схема испытаний образцов изолятора (*a*) и характерный вид зависимости напряжения пробоя от угла наклона поверхности (*б*): *1* – отрицательный электрод; *2* – положительный электрод; *3* – конический изолятор; *4* – угол наклона поверхности α (показан положительный угол наклона поверхности изолятора для данной полярности электродов)

4. Эффективным средством прерывания электронных лавин по поверхности изолятора является его секционирование, т.е. разбиение всей рабочей поверхности на участки, ограниченные металлическими электродами, которые одновременно могут использоваться для выравнивания поля вдоль изолятора (например, путем задания на них потенциалов с помощью делителя напряжения) и потому часто именуемыми градиентными электродами (градиентными кольцами). Градиентные кольца служат барьером, препятствующим перекрытию всего изолятора при возникновении локальной лавины в силу тех или иных факторов, инициирующих появление электронов на поверхности. При этом, как правило, перекрытие ограничивается областью одной секции и не ведет к пробою по поверхности всего изолятора. Для оценки пробивной напряженности электрического поля по вакуумной поверхности «оптимизированного» с учетом сказанного выше изолятора наиболее часто используется следующее эмпирическое соотношение:

$$E_{\rm np} = 175/(t^{1/6} A^{1/10}), \qquad (1.6)$$

где  $E_{\rm np}$  – напряженность поля, при которой происходит пробой по вакуумной поверхности изолятора, кВ/см; A – площадь поверхности изолятора в см<sup>2</sup>; а t – эффективное время в мкс, в течение которого действующее значение напряженности поля  $E \ge 0.89 E_{\rm np}$ .

Приведенное соотношение было получено Мартином для изоляторов в виде набора колец из акриловых пластиков (оргстекло, Lucyte и др.) толщиной 25 – 50 мм со скошенной под углом 45° вакуумной поверхностью, установленных между плоскими градиентными кольцами (рис. 7) при воздействии одиночных или последовательности однополярных импульсов напряжения наносекундной длительности.



**Рис.** 7. Схема цилиндрического секционированного изолятора, выполненного в виде набора изоляционных колец с установленными между ними градиентными металлическими кольцами: *1* – высоковольтный электрод с расположенным в вакууме внутри изолятора катодным штоком; *2* – изолирующая среда выходного каскада генератора импульсов; *3* – изоляционное кольцо; *4* – градиентное кольцо; *5* – заземленный корпус (анодный электрод); *6* – область диода

Для оценки предельной (пробивной) напряженности поля при воздействии на изолятор биполярных импульсов напряжения может быть использовано следующее соотношение:

$$E_{\rm np} = 33/(t^{1/2} A^{1/10} d^{1/3}), \qquad (1.7)$$

где d – длина отдельной секции изолятора (толщина кольца), см, а остальные параметры аналогичны параметрам предыдущего соотношения.

В литературе, посвященной изоляторам сильноточных диодов наносекундных ускорителей, встречаются и другие выражения, найденные путем аппроксимации экспериментальных данных, полученных в ходе испытаний тех или иных образцов изоляторов. В частности, для оценки пробивной напряженности поля колец секционированного изолятора в наносекундном диапазоне длительностей импульсов группой исследователей было предложено следующее выражение:

$$E_{\rm np} = 2.4 \cdot 10^3 \, / (t^{1/3} \, d^{1/6}), \tag{1.8}$$

где t – эффективное время действия импульса напряжения в нс, в течение которого  $E \ge 0.63 E_{np}$ , а d – длина изолятора в см.

Следует отметить, что в настоящее время наиболее часто для оценок используется первое из приведенных соотношений (формула Мартина). Применимость его была проверена неоднократно и подтверждена практикой создания многих установок, изоляторы которых проектировались на основе оценок предельно допустимых полей, вытекающих из этого соотношения для конкретных условий использования изолятора.

Пробивная напряженность электрического поля, кроме того, зависит от материала изолятора, состояния его поверхности, технологии изготовления, давления остаточного газа в диоде и даже способа откачки, определяющего содержание загрязнений поверхности. Поэтому приведенные выше формулы должны рассматриваться как соотношения для оценок пробивных напряженностей. Рабочие напряженности электрического поля должны выбираться на 20 – 50 % ниже получаемых из этих соотношений.

Для оценки вероятности пробоя по вакуумной поверхности секционированных изоляторов, набранных из колец со скошенной под углом 45° поверхностью, чаще всего используется степенная зависимость вида:

$$P = (E_0/E_{\rm np})^{10}, \tag{1.9}$$

где P – вероятность перекрытия кольца изолятора;  $E_0$  – среднее рабочее поле по сечению кольца,  $E_0 = U/d$ , где U – действующее напряжение; d – толщина кольца (длина изолятора). Видно, что вероятность пробоя колец быстро растет с приближением  $E_0 \kappa E_{np}$ . Для  $E_0 \approx 0.5E_{np}$  вероятность перекрытия одного кольца составляет  $10^{-3}$ .

Как будет показано дальше, достаточно сложно обеспечить строго равномерное распределение напряжения вдоль всей сборки изолятора. Поэтому обычно оценивается величина максимальной напряженности поля и в дальнейшем она используется для оценок вероятности пробоя отдельного кольца и определения рабочего напряжения всего изолятора в целом.

#### 1.2.3. Распределение напряжения по длине изолятора

Важнейшей задачей, которую приходится решать при разработке и создании изолятора любого типа, является задача распределения напряжения по длине рабочей части изолятора при минимальном искажении импульсов. Совершенно очевидно, что ее решение невозможно в отрыве от анализа влияния остальных элементов диода и выходного узла генератора импульсов. Действительно, распределение поля по длине изолятора зависит не только от элементов его конструкции, но и геометрии внешнего и внутреннего электродов, типа диэлектрика, используемого в качестве изоляции генератора импульсов (его выходного узла, с которым стыкуется диодный узел), геометрии электрододержателей диода. Иными словами, эта задача состоит в оптимизации всей конструкции диода, где все секции или элементы изолятора находятся приблизительно в равном положении с точки зрения действующего на них напряжения, которое не должно превышать допустимого.

Рассмотрим различные аспекты этой задачи на примере секционированного изолятора наиболее простой цилиндрической геометрии, схематически изображенного на рис. 7. Как там показано, изолятор установлен на выходе генератора импульсов в цилиндрическом баке, заполненном изолирующей средой выходного каскада генератора. Чаще всего в качестве такой среды используются жидкие диэлектрики, обладающие высокой электропрочностью. Обычно это трансформаторное масло или вода, реже – этиленгликоль или глицерин. Внутри изолятора в вакуумной области располагается высоковольтный электрод – шток катододержателя.

На рис. 8 показана упрощенная схема замещения такого изолятора, состоящего из n одинаковых секций. В принятых на схеме обозначениях:  $C_1$  – емкости между соседними градиентными кольцами,  $C_2$  – емкости колец на землю (емкости между кольцами и имеющим нулевой потенциал внешним баком установки), R – шунтирующие сопротивления. В этой упрощенной схеме не учитываются емкости колец на находящийся в вакууме высоковольтный цилиндрический электрод (шток) и емкости между *i*-м кольцом и i + 2, i + 3 и более удаленными кольцами в силу их малости по сравнению с  $C_1$  и  $C_2$ . Эти упрощения вполне допустимы для простой цилиндрической геометрии электродов при наличии между сборкой изолятора и заземленным корпусом изолирующей среды с  $\varepsilon > 1$ .



Рис. 8. Упрощенная схема замещения многоэлементного секционированного цилиндрического изолятора, установленного в цилиндрическом баке, (a), и схема приведения  $(\delta)$  для бесконечно длинной цепи

Анализ такой упрощенной схемы замещения изолятора позволяет понять причины неравномерного распределения напряжения по колонне изолятора и наглядно иллюстрирует необходимость принятия специальных мер для его выравнивания. Для большого числа колец, n >> 1, напряжение между соседними кольцами может быть

найдено приведением исходной схемы к схеме одного звена с подключенным к нему эквивалентным импедансом всей цепи. В приближении бесконечно длинной цепи преобразование выглядит следующим образом (см. рис. 8,  $\delta$ ):

$$Z_0 = Z_1 + Z_2 Z_0 / (Z_2 + Z_0); \quad Z_0 = Z_1 / 2 + (Z_1^2 / 4 + Z_1 Z_2)^{1/2}.$$

Доля от напряжения на первом кольце  $\Delta U_1$ :

$$\beta = \Delta U_1 / U_1 = 2 / [1 + (1 + 4Z_2 / Z_1)^{1/2}],$$

где  $U_1$  – напряжение, действующее на входе первой секции, т.е. на входе всего изолятора.

Для  $R \to \infty$ 

$$\beta = 2/[1 + (1 + 4C_1/C_2)^{1/2}].$$

Отношение падения напряжения на любом другом кольце к напряжению на входе соответствующей секции изолятора также, очевидно, равно β. Тогда напряжение на входе второй секции изолятора будет равно:

$$U_2 = U_1 - \beta U_1 = U_1(1 - \beta),$$

а напряжение на входе *i*-й ячейки:

$$U_i = U_1(1-\beta)^{i-1}$$
.

Таким образом, в рамках принятых приближений легко можно определить закон изменения падений напряжения на секциях:

$$\Delta U_i = \Delta U_1 (1 - \beta)^{i-1}.$$
(1.10)

Полученные соотношения будут справедливы для бесконечной цепи с одинаковыми элементами – продольными и поперечными емкостями при любом соотношении между ними. Близкие, но значительно более громоздкие соотношения могут быть получены для цепи конечной длины, при этом важно отметить следующее.

В общем случае распределение напряжения по длине неравномерно. Максимальное падение напряжения имеет место на первом кольце. Для оценки соотношения емкостей цилиндрического изолятора длиной l, разбитого на n секций, каждая длиной  $l/n \ll D - d$ , где D – диаметр бака, а d – диаметр колец, можем воспользоваться следующими зависимостями:

$$C_1 \sim d^2 n/l;$$
  
$$C_2 \sim l/[n \ln (D/d)],$$

которые вытекают из применимых в этом случае приближений плоского конденсатора для емкостей между кольцами (дисками) и цилиндрического конденсатора для емкостей секций на заземленный бак.

С учетом этих соотношений нетрудно найти, что при фиксированной длине изолятора и переменном числе секций распределение напряжения по длине в первом приближении не зависит от числа секций.

Изменить распределение напряжения можно, лишь уменьшив расстояние между кольцами при сохранении числа колец и увеличении соотношения размеров изолятора и бака, т.е. путем уменьшения емкостей на землю. Из анализа получаемых в этом случае соотношений следует вполне очевидный вывод, что распределение, близкое к равномерному, может быть получено только при условии  $C_1 >> C_2$ , при выполнении которого

$$\Delta U_1 = U_1 / [1 + (C_1 / C_2)^{1/2}];$$

и числе элементов n, при котором

 $\Delta U_1 \approx U_1/n$ 

будет равно

$$n \approx (C_1/C_2)^{1/2}$$
. (1.11)

Однако при этом также увеличивается входная емкость, что может приводить к затягиванию фронта импульса напряжения на диодном промежутке.

Анализ изолятора с переменными в зависимости от номера секции емкостями показывает, что при выборе  $C_1$ , удовлетворяющей для *i*-секции следующему соотношению

$$C_1^{(i)} = 0,5 (n-i) (n-i+1) C_2 + C_1^{(n)} \qquad (1 \le i \le n).$$

Равномерное распределение напряжения достигается при одинаковых величинах  $C_2$ . Однако такое решение нельзя считать приемлемым по нескольким причинам. Одной из них является рост входной емкости изолятора (ввода), а другой, более важной, резкое усложнение конструкции и связанные с этим трудности изготовления неодинаковых секций.

На практике используется другой подход. Он состоит в конструировании узла изолятора, состоящего из набора одинаковых секций, но с неодинаковым и переменным по длине и, соответственно, зависящим от номера секции соотношением емкостей. Достигается это выбором геометрии основных электродов и введением дополнительных электродов, обеспечивающих емкостную связь высоковольтного электрода не только с соседним кольцом, но и промежуточными кольцами сборки изолятора. Анализ распределения напряжения в таких системах проводится в настоящее время методами численного решения задач электростатики. Среди широко известных и наиболее часто применяемых на практике программ расчета следует отметить такие отечественные и поэтому доступные программы, как EST, КСИ, ELCUT-LE. Ранее использовавшиеся методы моделирования системы с помощью электролитической ванны, которые были основаны на анализе схем замещения изолятора, сейчас уже не применяются за исключением метода эквивалентных схем для оценок искажений формы импульса и паразитных токов утечки при наличии активных делителей для выравнивания напряжения по секциям.

В качестве примера решения задачи на рис. 9 - 12 приведены результаты численного расчета распределения напряжения для одной из конкретных конструкций секционированного цилиндрического изолятора из восьми одинаковых элементов, устанавливаемого в трансформаторном масле с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon \approx 2,3$  и в воде с  $\varepsilon \approx 80$ . Показанное на рисунках расположение изолятора соответствует вводу энергии в диод с правой стороны рисунка, т.е. диодная область расположена слева от изолятора, а генератор импульсов – справа.

Все расчеты, результаты которых приведены на этих рисунках, выполнены по программе EST, разработанной В.С. Ворониным в Лаборатории проблем новых ускорителей ФИАН. Программа EST предназначена для решения электростатических задач в осесимметричной кусочно-однородной среде, состоящей из заряженных проводников и диэлектриков. На каждом проводнике может быть задан либо его полный заряд, либо потенциал. Задача сводится к нахождению распределения поверхностных зарядов на границах раздела сред, которые создают искомое электрическое поле, удовлетворяющее заданным граничным условиям. Это распределение удовлетворяет системе линейных интегральных уравнений, которая численно решается сведением к системе линейных алгебраических уравнений. По найденному распределению зарядов вычисляются компоненты электрического поля и потенциал в заданных точках, а также находятся эквипотенциали.



**Рис. 9.** Расчетное распределение поля для цилиндрического секционированного изолятора в масле. Эквипотенциали построены с шагом 0,1*U* 

На рис. 9 приведена картина эквипотенциалей для изолятора в масле, а на рис. 10 – того же изолятора, помещенного в точно такой же бак, но с водой. Из сравнения этих двух рисунков видно, сколь неравномерным становится распределение напряжения по длине изолятора при заполнении бака водой вместо масла. В соответствии с проведенным выше анализом схемы замещения это является следствием увеличения емкостей на стенки бака (на землю) за счет среды с большим значением  $\varepsilon \approx 80$  при незначительном изменении емкостей между градиентными кольцами, определяемыми, в основном, геометрией и диэлектрической проницаемостью изоляционных колец.



Рис. 10. Расчетное распределение поля для того же изолятора в воде



Рис. 11. Уменьшение неравномерности распределения напряжения вдоль изолятора, установленного в воде, путем изменения конфигурации высоковольтного электрода (включая и центральный шток) и введения дополнительного электрода, связанного с одним из градиентных колец



**Рис. 12.** Изменение распределения напряжения вдоль изолятора, установленного в воде, путем введения двух дополнительных тороидальных электродов, соединенных с двумя градиентными кольцами

На рис. 11 и 12 показаны примеры решения задачи выравнивания напряжения по длине изолятора в воде путем изменения емкостных связей между секциями, и, в частности, усиления связи высоковольтного электрода с отдельными градиентными кольцами за счет применения соединенных с ними дополнительных электродов.

Таким образом, рассмотренные выше примеры показывают, на сколько сложной может оказаться задача равномерного распределения напряжения по длине изолятора даже наиболее простой цилиндрической геометрии. Еще более сложной и неоднозначной в своем решении она оказывается для изоляторов в виде дисков (диафрагм) или конических изоляторов, устанавливаемых между коаксиальными электродами.

Различные варианты решения этой задачи будут показаны ниже на конкретных примерах конструкций изоляторов различного типа, используемых в действующих сильноточных ускорителях.
#### 1.2.4. Поля в тройных точках. Заделка изолятора

В местах касания изолятора металлических электродов (например, градиентных колец, корпуса или высоковольтного электрода) появляются так называемые «тройные точки» – области, в которых сходятся диэлектрик с проницаемостью є<sub>1</sub>, металл и диэлектрик с проницаемостью є<sub>2</sub>. Для вакуумной стороны изолятора – это диэлектрик изолятора с  $\varepsilon_1$ , металл, и вакуум ( $\varepsilon_2 = 1$ ). Распределение электрического поля в окрестности тройных точек, в особенности у отрицательного электрода, очень сильно влияет на электропрочность изолятора. В частности, хорошо известно, что высокие напряженности поля в области контакта с отрицательным электродом резко увеличивают вероятность появления свободных электронов на поверхности диэлектрика в результате выхода их из металла и начала развития лавин вдоль поверхности изолятора. Поэтому важно знать поведение зависимостей напряженности поля на границе раздела вблизи тройных точек и при проектировании изолятора выбирать такую геометрию области контакта с металлом (способ заделки изолятора), при которой исключался бы или ограничивался рост напряженности поля по мере приближения к точке контакта. Как правило, в настоящее время решение этой задачи сводится к численным расчетам полей для конкретной геометрии области заделки изолятора и последующей оптимизации геометрии этой области по результатам расчетов. Для оценок и начального выбора геометрии можно воспользоваться приводимым ниже аналитическим решением задачи, полученным в плоском приближении и, поэтому, в реальных условиях применимым в ближней зоне тройной точки.

С этой целью рассмотрим в полярных координатах задачу распределения напряженности поля для геометрии, показанной на рис. 13. На этом рисунке римскими цифрами обозначены три однородные области: I и II – области, занятые диэлектриком с проницаемостью  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  соответственно, а III – область, занятая проводником.

Рис. 13. Геометрия задачи в полярных координатах. Штриховкой обозначена область проводника (область III)



Для данной задачи уравнение Лапласа в полярных координатах будет иметь следующий вид:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \rho} \cdot \left( \rho \cdot \frac{\partial U}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial^2 \varphi},$$

где *U* – значение потенциала, р – полярный радиус и ф – полярный угол.

Нетрудно показать, что этому уравнению удовлетворяет решение в виде  $U = C \rho^{\alpha} \sin \alpha \phi$ .

Решениями будут являться:

для области I  $U_{\rm I} = C_{\rm I} \rho^{\alpha} \sin \alpha \phi,$ для области II  $U_{\rm II} = C_{\rm II} \rho^{\alpha} \sin \alpha (\phi_1 + \phi_2 - \phi),$ 

где ф – текущая координата.

Соответственно, нормальная к поверхности раздела сред составляющая поля

$$E_n = E\varphi^{(1)} = -(1/\rho) = -\alpha C_1 \rho^{\alpha - 1} \cos \alpha \varphi;$$

и тангенциальная составляющая

$$E_{\rho}^{(1)} = -\alpha C_1 \rho^{\alpha - 1} \sin \alpha \varphi.$$

На границе раздела сред  $\phi = \phi_1$  и должны выполняться следующие граничные условия:

$$E_{\rho}^{(I)} = E_{\rho}^{(II)}$$
 и  $\varepsilon_1 E \phi^{(I)} = \varepsilon_2 E \phi^{(II)}$ .

Эти условия дают два уравнения для нахождения коэффициентов *C*<sub>1</sub> и *C*<sub>2</sub>:

$$C_1 \sin \alpha \varphi_1 - C_2 \sin \alpha \varphi_2 = 0;$$
  

$$\varepsilon_1 C_1 \cos \alpha \varphi_1 + \varepsilon_2 C_2 \cos \alpha \varphi_2 = 0.$$

Откуда

 $C_1 = \sin \alpha \varphi_2, \quad C_2 = \sin \alpha \varphi_1.$ 

Для α получается следующее уравнение

$$\varepsilon_2 \sin \alpha \phi_1 \cos \alpha \phi_2 + \varepsilon_1 \sin \alpha \phi_2 \cos \alpha \phi_1 = 0$$

При  $\alpha < 1$  как нормальная к поверхности раздела сред составляющая напряженности поля  $E_{\varphi}$ , так и тангенциальная составляющая  $E_{\varphi}$ , которые пропорциональны  $\rho^{\alpha-1}$ ,

$$E_{\varphi}, E_{\rho} \rightarrow \infty$$
 при  $\rho \rightarrow 0.$ 

Поэтому важно выбирать углы заделки изолятора такими, чтобы  $\alpha \ge 1$ .

Рассмотрим случай  $\alpha = 1$ . Тогда уравнение для  $\alpha$  запишется следующим образом:

$$tg\phi_1 = -(\varepsilon_1/\varepsilon_2) tg\phi_2. \tag{1.12}$$

График этой зависимости для двух типичных отношений  $\epsilon_1/\epsilon_2$  показан на рис. 14.



Рис. 14. Графики зависимости соотношения углов  $\phi_1$  и  $\phi_2$  для случая  $\alpha = 1$ и двух значений отношения диэлектрических проницаемостей диэлектриков:  $l - \varepsilon_1/\varepsilon_2 = 4$ ,  $2 - \varepsilon_1/\varepsilon_2 = 2,3$ 

Случай  $\alpha = 1$  позволяет рассмотреть задачу уже не в малой, а в реальной плоской геометрии, показанной на рис. 15.



**Рис. 15.** Геометрия задачи для случая α = 1

Для  $\alpha = 1$  углы  $\phi_1$  и  $\phi_2$  связаны уравнением

$$tg\phi_1 = -(\varepsilon_1/\varepsilon_2) tg\phi_2. \tag{1.13}$$

В полярных координатах уравнение  $\rho \sin \phi = \text{const}$  представляет собой прямую линию, параллельную линии  $\phi = 0$  и ее можно считать эквипотенциалью. Напряженность поля на границе раздела

$$E\varphi = E_{\rho} = \sin\varphi_1 = \text{const.}$$
(1.14)

Такая геометрия может быть использована в секционированных изоляторах, а также в изоляторах дискового типа, когда кривизна невелика ( $R_{\rm hap}/R_{\rm BH} \sim 1$ ).

В качестве примера рассмотрим поведение полей в тройных точках секционированного изолятора, набранного из колец со скошенной под углом внутренней поверхностью, установленных между плоскими поверхностями металлических градиентных колец. Схематическое изображение такого «типового» изолятора было дано ранее на рис. 7. На рис. 16 показан один элемент периодичности изолятора с соответствующими проведенному выше анализу обозначениями углов.

Отметим, что значению угла  $\beta = 0$  соответствует случай цилиндрического изолятора, для которого  $\alpha = 1$  независимо от величины диэлектрической проницаемости материала изолятора. Но, как уже отмечалось выше, такая геометрия не является оптимальной с точки зрения развития электронных лавин и, соответственно, не обладает максимальной электропрочностью. Максимум электропрочности достигается при углах наклона поверхности  $\beta$  вблизи 45°. Выбор такого угла означает, что в области тройной точки 1 углы  $\varphi_1 = 45^\circ$  ( $\varphi_1$  для области, занятой диэлектриком с проницаемостью  $\varepsilon_1$ ) и  $\varphi_2 = 135^\circ$ , поскольку для плоской поверхности кольца

$$\phi_1 + \phi_2 = 180^{\circ}$$
.

В соответствии с графиками рис. 14 точки с приведенным соотношением углов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  ложатся в области  $\alpha > 1$  для колец из любого из двух указанных материалов ( $\varepsilon_1 = 4$  и  $\varepsilon_1 = 2,3$ ). Т.е. вблизи этой тройной точки напряженность поля спадает по мере приближения к электроду. Иными словами, найденный экспериментально оптимальный угол наклона поверхности изолятора к силовым линиям поля,  $\beta = 45^\circ$ , соответствует случаю спадающей зависимости напряженности поля с минимумом поля у поверхности отрицательного электрода.

Рис. 16. Один элемент типового цилиндрического секционированного изолятора с обозначениями углов, принятыми при решении задачи о полях в тройных точках. Зонами 1 и 2 показаны области тройных точек у электродов с меньшим (–) и более высоким потенциалом (+) соответственно



Иная картина наблюдается для тройной точки 2 у положительного электрода. Соответствующие углы  $\varphi_1 = 135^\circ$  и  $\varphi_2 = 45^\circ$ , и эта точка для материала изолятора как с  $\varepsilon_1 = 4$  (нейлон, капролон), так и  $\varepsilon_1 = 2,3$  (оргстекло и другие акриловые пластики) лежит в области  $\alpha < 1$ , что означает рост напряженности поля по мере приближения к точке контакта с металлом. Тем не менее, именно такая геометрия изолятора согласно многочисленным измерениям обеспечивает

наибольшую электропрочность. Т.е. нарастание поля у анода (положительного электрода) не оказывается критическим.

При изменении полярности напряжения на электродах диода с изолятором такой конструкции ситуация резко ухудшается, поскольку электропрочность изолятора падает в силу отмеченных особенностей поведения полей вблизи тройных точек. При длительностях импульсов ~ 100 нс изменение полярности ведет к уменьшению пробивного напряжения почти в 1,5 раза. Для импульсов меньшей длительности (~ 10 нс) это изменение менее выражено.

Для изоляторов, работающих с импульсами как положительной, так и отрицательной полярности, показанная на рис. 16 геометрия элемента изолятора уже не является оптимальной по указанным выше причинам. Такая ситуация возникает, например, когда один и тот же изолятор без переборки поочередно используется в экспериментах как с электронным, так и ионным диодом. В подобных случаях, когда изолятор должен использоваться при обеих полярностях, для улучшения его «суммарных» характеристик необходимо изменить характер поведения составляющих электрического поля вблизи тройной точки 2 (рис. 16). Для этого в соответствии с приведенным выше решением необходимо так изменить соотношение углов  $\phi_1$  и  $\phi_2$ , чтобы  $\alpha \ge 1$ . Для сохранения остальных характеристик изолятора это необходимо сделать только в области тройной точки. Возможный вариант решения задачи показан на рис. 17. В электроде, прилежащем к малому основанию конического кольца, сделана проточка под углом В1 под посадочное место изоляционного кольца. Наклон проточки  $\beta_1 = 180^\circ - \phi_1 - \phi_2$  определяется соотношением углов  $\phi_1$  и  $\phi_2$ , зависящим от типа диэлектрика ( $\epsilon_1$ ).

Как показывают проведенные авторами измерения, электропрочность модифицированного таким образом изолятора незначительно ниже электропрочности изолятора исходной «стандартной» геометрии (см. рис. 16) при отрицательной полярности электрода у широкого основания диэлектрического кольца и заметно превосходит ее при изменении полярности. Наблюдаемое уменьшение электропрочности при положительной полярности модифицированного электрода связано с увеличением средней напряженности поля на поверхности изолятора в результате вытеснения поля из области тройной точки.



Рис. 17. Вариант модификации элемента секционированного цилиндрического изолятора с целью устранения роста напряженности поля в области тройной точки у положительного электрода

Приведенные примеры относятся к элементам конструкции сборных цилиндрических изоляторов. Однако все сказанное о выборе геометрии области «заделки» в равной мере относится и к другим типам изоляторов, в частности, заделке краев дисковых или конических изоляторов, устанавливаемых между двумя концентрическими (коаксиальными) электродами.

### 1.2.5. Типы изоляторов, примеры конструкций

Цилиндрические изоляторы. Наиболее распространенной конструкцией является цилиндрический изолятор, склеенный или собранный из стяжек изоляционных колец с промежуточными металлическими кольцами (дисками). Для получения высокой электропрочности в подавляющем большинстве конструкций используются изоляционные кольца со скосом вакуумной поверхности под углами, близкими к оптимальному 45°. Изоляционные кольца изготавливаются, как правило, из хорошо обрабатываемых на станках материалов: акриловых пластиков (оргстекло, люсит), капролона (нейлона), отливок эпоксидной смолы, полиэтилена. Значительно реже используются секции из фарфора, которые могут быть изготовлены только на специализированных предприятиях и не допускают какой-либо последующей обработки.

Важнейшим достоинством секционированного изолятора является устойчивость к случайным перекрытиям (поверхностным пробоям) отдельных секций, что обеспечивает длительную работу изолятора без вскрытия вакуумного объема диода для очистки и обработки поверхности колец. С технической точки зрения цилиндрический секционированный изолятор отличается простотой конструкции, поскольку состоит из набора ограниченного числа элементов, технологичностью изготовления, сборки и монтажа. Недостатком таких изоляторов является относительно высокая индуктивность. С учетом всего сказанного легко понять, почему изоляторы такого типа нашли применение практически во всех высоковольтных сильноточных ускорителях с выходным напряжением свыше 1 – 2 МВ, которые, как правило, являются и высокоомными установками, для которых выходной импеданс генератора импульсов Z > 5 – 10 Ом. Для таких установок требования к индуктивности диода не столь жесткие, как для сильноточных низкоимпедансных машин.

Индуктивность цилиндрического изолятора, установленного в баке цилиндрической геометрии (внутри внешнего цилиндрического электрода линии), можно оценить из выражения для индуктивности отрезка коаксиальной линии, образованной внешним корпусом и внутренним высоковольтным электродом:

$$L \approx 0.2 \; (U/E_{\text{pag}}) \ln D/d, \,$$
мкГн, (1.15)

где  $U/E_{\text{раб}}$  – длина изолятора в м, выраженная через действующее напряжение U и величину средней рабочей напряженности поля  $E_{\text{раб}}$ , выбранной для данного изолятора; D – диаметр внешнего электрода (бака), внутри которого установлен изолятор, а d-- диаметр внутреннего высоковольтного изолятора (штока).

Для большинства конструкций цилиндрических изоляторов характерные значения индуктивности лежат в пределах 50 - 150 нГн, что вполне удовлетворяет требованиям высокоомных установок и обеспечивает возможность получения импульсов тока пучка с временами нарастания короче 10 нс при выходном сопротивлении генератора свыше 5 – 10 Ом. Путем тщательной проработки всей конструкции диодного узла с цилиндрическим секционированным изолятором величину индуктивности удается уменьшить до 25 – 30 нГн при уровне рабочего напряжения ~ 1MB. Такие значения индуктивности становятся приемлемыми уже и для низкоомных установок (*Z* ~ 2 Ом) с временами нарастания тока в диодном про-

межутке более 10 – 20 нс. В качестве примера низкоиндуктивной конструкции на рис. 18 показана схема диода ускорителя GAMBLE: индуктивность 30 нГн, рабочее напряжение – до 1,5 MB в импульсе длительностью 80 нс.

Рис. 18. Схема диода ускорителя GAMBLE: *1* – высоковольтный электрод, *2* – вода, *3* – вакуум, *4* – катод, *5* – диодный промежуток, *6* – анодный электрод, *7* – изоляционные кольца, *8* – градиентные кольца; стрелками показано направление потока энергии

Примерами удачных И ставших типовыми технических решений и конструкций могут служить секционированные изоляторы лиодов многих высоковольтных ускорителей, таких как AURORA, Hermes, Тонус из машин первого поколения, РВFА-II (Z) и других современных установок.



Изолятор диода наиболее высоковольтного из построенных в мире ускорителей Aurora представляет собой цилиндр длиной 4,6 м и диаметром 3 м, набранный из 40 люситовых колец толщиной 10 см, разделенных алюминиевыми градиентными кольцами. Сборка изолятора стягивается расположенными снаружи градиентных колец (в трансформаторном масле) нейлоновыми стержнями. Изолятор выдерживает напряжение до 15 МВ при полной длительности импульса 125 нс. Как видно из приведенных цифр, средний градиент напряжения имеет весьма умеренное значение и составляет приблизительно 32,6 кВ/см.

На рис. 19 и 20 показаны схема и внешний вид диода ускорителя Тонус на максимальное напряжение 1,5 МВ при длительности импульсов 50 нс. Изолятор диода состоит из 10 колец из оргстекла, между которыми установлены градиентные электроды. Наружный диаметр колец 540 мм, высота 50 мм. Внутренняя поверхность колец скошена под углом 45°. Изолятор размещен между металлическими фланцами, которые стягиваются 12 стержнями из оргстекла. На высоковольтном фланце изолятора укреплен катододержатель, выполненный в виде цилиндрической трубы из нержавеющей стали. На конце держателя расположен катодный узел, в котором имеются гнезда для крепления различных катодов диаметром до 80 мм и механизм плавного перемещения для контролируемого изменения межэлектродного расстояния диода без нарушения вакуума.

Рекордные размеры имеет секционированный цилиндрический изолятор ускорителя PBFA-II. Ускоритель создавался для генерации сильноточных пучков легких ионов для исследований по УТС. Конструкция выходных ступеней 36-модульного генератора импульсов предусматривает возможность изменения выходного напряжения от 2 до 14 МВ за счет последовательно-параллельного включения водяных подводящих линий от всех 36 модулей установки. Цилиндрический выходной изолятор, на котором происходит сложение напряжений, имеет следующие размеры: диаметр 3,7 м, высота 4,7 м. Схема области диода с изолятором показана на рис. 21, где следует обратить внимание на располагаемые в вакуумном объеме дополнительные конические электроды, которые являются элементами распределения напряжения по каждой из секций изолятора, располагаемого в баке с водой.

Интересная схема распределения напряжения по длине секционированного цилиндрического изолятора была использована при создании ускорителя INER Исследовательского института ядерной энергии Тайваня. Она основана на формировании требуемой конфигурации поля в области изолятора путем размещения на стенках бака с жидким диэлектриком (водой) диэлектрической вставки из материала с малым значением  $\varepsilon$  (полиэтилен,  $\varepsilon = 2$ ). В терминах рассмотренной выше эквивалентной схемы такое решение означает контролируемое уменьшение емкостей секций изолятора на землю, что согласно проведенному анализу ведет к более равномерному распределению напряжения по колонне изолятора.



2 - корпусе двойной формирующей линии. Внутри изолятора в вакуумной области расположен цилиндрический катодный шток Рис. 19. Схема ускорителя Тонус. Цилиндрический секционированный изолятор диода I расположен в цилиндрическом баке



Рис. 20. Внешний вид собранного изолятора ускорителя Тонус



**Рис. 21.** Разрез вакуумного изолятора диода PBFA-II с установленным внутри ионным диодом: *1* – верхняя катодная камера, *2* – область диода, *3* – анод диода, *4* – нижняя катодная камера

Схема ускорителя и расчетная конфигурация поля в области диода показаны на рис. 22 и 23. На рис. 24 приведены графики расчетных зависимостей среднего электрического поля по длине изолятора для изолятора в баке без полиэтиленовой вставки и для рабочего варианта со вставкой. Разница в поведении графиков наглядно демонстрирует преимущества использования вставки для однородного распределения поля.



Рис. 22. Схема сильноточного наносекундного ускорителя, в котором для распределения напряжения вдоль расположенного в воде секционированного цилиндрического изолятора диода применена пластиковая вставка: *1* – генератор импульсного напряжения (ГИН), *2* – двойная формирующая линия (ДФЛ), *3* – трансформирующая линия, *4* – предымпульсный разрядник, *5* – область диода, *6* – катод, *7* – секционированный изолятор, *8* – пластиковая диэлектрическая вставка



**Рис. 23.** Расчетное распределение поля в области изолятора диода ускорителя INER Исследовательского института ядерной энергии Тайваня



Рис. 24. Расчетная напряженность поля вдоль изолятора: *I* – с диэлектрической вставкой, *2*, *3* – без вставки (для двух вариантов геометрии высоковольтного электрода)

Дисковые и конические изоляторы. Наименьшей индуктивностью обладают диоды с дисковым изолятором. В случае установки дискового изолятора между электродами коаксиальных формирующих или передающих линий индуктивность ввода можно оценить как  $L \sim 2 l_{\pi} \ln D/d$ , где D и d – диаметры электродов коаксиальной линии, величина зазора между электродами D-d, а  $l_{\pi}$  – толщина диска. Величина  $l_{\pi}$  определяется требованиями на механическую прочность, а также на однородность распределения напряженности электрического поля вдоль вакуумной поверхности изолятора. В ряде случаев достижение однородного распределения выбором соответствующей геометрии электродов оказывается весьма сложным или противоречит требованию на индуктивность. В таких случаях используются другие подходы к решению задачи распределения напряжения по изолятору. Ниже в качестве примера рассмотрена конструкция диода с дисковым изолятором, распределение потенциала вдоль вакуумной поверхности которого задается градиентными кольцами, имеющими электрический контакт с омическим делителем напряжения.

На рис. 25 приведена конструкция диода ускорителя Тритон. Высоковольтный изолятор состоит из двух дисков с внутренними диаметрами 180 и внешними 524 мм. Толщина первого диска 25 мм, толщина второго меняется по радиусу от 90 до 50 мм. Центральный электрод двойной формирующей линии 1 центрируется изолятором диода при помощи полиэтиленовой шайбы 2. Шестиканальный разрядник предымпульса 3, работающий в режиме самопробоя в воде, также укреплен на проходном изоляторе. Изолятор изготовлен из органического стекла, вакуумная поверхность изолятора полирована. Объем диода откачивается паромасляным диффузионным насосом до  $(3 - 7)10^{-5}$  Тор.



Рис. 25. Схема изолятора ускорителя Тритон: *1* – центральный электрод ДФЛ, *2* – полиэтиленовая шайба, *3* – шестиканальный разрядник, *4* – градиентные кольца, *5* – раствор медного купороса, *6* – высоковольтный делитель, *7* – шунт; *a* – конструкция крепления градиентного кольца

Изолятор диода должен выдерживать статическое давление воды в формирующей линии и ударные нагрузки, возникающие в результате срабатывания разрядника 3. Поэтому толщину дисков изолятора, и, тем самым, величину индуктивности определяют их механические свойства. Толщины дисков изолятора подбирались экспериментально. Четыре градиентных кольца 4 из дюраля отцентрированы на вакуумной поверхности изолятора при помощи профилированных канавок. Каждое кольцо крепится при помощи четырех латунных шпилек, имеющих контакт с раствором медного купороса, заполняющим объем 5 между дисками изоляторов. Потенциалы колец определяются делителем при условии  $R_T C_U \ll \tau (R_T - \text{сопротивле$  $ние делителя, <math>C_U$  – емкость диска). Конструкция крепления градиентного кольца приведена на рис. 25, *a*.

Сопротивление раствора электролита  $R_T$  должно быть линейным по радиусу и существенно превышать импеданс диода. Объем для раствора электролита в рассматриваемой конструкции выполнен в виде четырех расположенных под прямым углом параллелепипедов с сечением основания 4x50 мм<sup>2</sup>. Электрический контакт со шпильками крепления градиентных колец осуществляется за счет канавок, проточенных по диаметру колец и пересекающих объем электролита 5. Суммарное сопротивление электролита равно примерно 60 Ом, а импеданс диода в согласованном режиме равен 2,3 Ом. Внутренний и внешний электроды, ограничивающие объем электролита, изготовлены из меди.

Для измерения параметров электронного пучка в конструкцию диода введены низкоиндуктивный шунт 6, магнитный зонд и омический делитель 7, высоковольтное плечо которого образовано раствором медного купороса. Из результатов опытов с диодом, закороченным проводником  $\emptyset$  4 мм, следует, что конструктивная индуктивность узла диода не превышает 4  $\cdot$  10<sup>-8</sup> Гн.

Распределение электрических полей в диоде рассчитывалось численно. Решалось уравнение Лапласа для заданных граничных условий с учетом диэлектрической постоянной изолятора. Результаты расчета показали, что градиентные кольца обеспечивают практически однородное распределение потенциала вдоль большей части поверхности изолятора и близкий к оптимальному угол наклона силовых линий электрического поля к поверхности ~ 45°. Разность потенциалов между центральным электродом и первым градиентным кольцом равна разности потенциалов между последующими градиентными кольцами. При этом напряженность электрического поля у катода примерно в 2 раза превышает среднюю напряженность электрического поля вдоль вакуумной поверхности изолятора.

Изолятор диода надежно работал при амплитуде напряжения до 650 кВ и длительности импульса  $\tau_{1/2} = 30$  нс. Ток диода менялся от 70 до 250 кА. В той же геометрии изолятор без градиентных колец пробивался при амплитуде напряжения  $\leq 300$  кВ. Изолятор диода с делителем выдерживал около тысячи срабатываний без очистки поверхности при средней рабочей напряженности электрического поля вдоль вакуумной поверхности  $\geq 60$  кВ/см.

Рассмотренный способ разнесения потенциала вдоль вакуумной поверхности дискового изолятора получил достаточно широкое распространение в конструкциях низкоиндуктивных диодов. Этот способ обладает конструктивной гибкостью и увеличивает надежность работы установки за счет секционирования поверхности дискового изолятора градиентными кольцами.

Такая же конструкция диода была применена на ускорителе Ангара-1, что позволило достичь ресурса работы 500 выстрелов при напряженности ~ 50 кВ/см.



Рис. 26. Схема диода с дисковым изолятором сильноточного ускорителя МАИ: *I* – предымпульсный разрядник на выходе двойной формирующей линии; *2* – дисковый изолятор; *3* – электронный диод

На рис. 26 показан еще один пример конструкции дискового изолятора низкоиндуктивного диода сильноточного ускорителя электронов МАИ. Параметры ускорителя: напряжение 0,8 MB, ток пучка 240 кА, длительность импульса 80 нс.

В отличие от рассмотренных выше конструкций, изолятор не имеет градиентных колец, а выполнен в виде сплошного диска. Форма изолятора и прилежащих электродов обеспечивает достаточно однородное распределение поля и близкий к оптимальному наклон силовых линий поля с вакуумной стороны изолятора.



**Рис. 27.** Схема выходного узла наносекундного ускорителя для генерации ионных и электронных пучков

На рис. 27 показана схема диода вместе с выходными элементами генератора импульсов модернизированного наносекундного сильноточного ускорителя ВЕРА для генерации ионных и электронных пучков с энергией до 600 кэВ. Изолятор выполнен в виде профилированного диска. С вакуумной стороны он имеет два кольцевых выступа, расположенных под разными углами так, чтобы линии электрического поля пересекали поверхность изолятора под углом 45°. Обратный наклон внешних поверхностей выступа позволяет увеличить эффективную длину изолятора. Средняя напряженность электрического поля на поверхности изолятора с вакуумной стороны составляет 37 кВ/см при напряжении 550 кВ. Отсутствие эмиссии электронов с центрального электрода при положительной его полярности в основном режиме работы ускорителя генерации ионных пучков, позволило установить защитный электрод в виде диска на анодном штоке. Этот электрод предохраняет поверхность изолятора от попадания на нее рассеянных электронов или ионов из ускоряющего промежутка, паров металлов электродов или плазмы, а также позволяет добиться более равномерного распределения электрического поля по поверхности изолятора.

Следует отметить, что рассмотренное выше решение, основанное на профилировании и развитии вакуумной поверхности изолятора, не получило широкого распространения в силу нескольких причин.

Одной из них является наличие на поверхности изолятора участков с «неоптимальными» углами наклона поверхности по отношению к силовым линиям поля и, как следствие, имеющих меньшую электрическую прочность. На этих участках легко инициируются локальные лавины при попадании на них рассеянных электронов или ионов, которые могут провоцировать развитие пробоя по поверхности всего изолятора. Обеспечить надежную работу таких изоляторов удается лишь при надежной защите поверхности от рассеянных частиц, что и показано на приведенном выше примере.

Второй причиной является относительная сложность и высокая стоимость изготовления и последующего обслуживания (с возможной обработкой поверхности с целью удаления следов пробоев или напыляемых материалов) таких изоляторов.

# 1.2.6. Особенности конструкции диодов микросекундного диапазона длительностей импульсов и диодов с наложенным внешним магнитным полем

Требования к изоляторам диодов микросекундного диапазона длительностей импульсов в целом мало отличаются от обычно предъявляемых к изоляторам наносекундных диодов, за исключением требования минимальной индуктивности, которое в этом случае становится не столь жестким из-за меньших скоростей нарастания тока. Поэтому при разработке и конструировании изоляторов электронных диодов микросекундного диапазона сохраняются принципы, лежащие в основе конструирования изоляторов диодов наносекундных установок.

Тем не менее, конструкции изоляторов микросекундных диодов могут существенно отличаться от изоляторов диодов, работающих в режиме коротких импульсов. Прежде всего, из-за увеличения

времени воздействия импульса ускоряющего напряжения становится необходимым увеличение всех изоляционных расстояний. Средняя по длине секционированного изолятора напряженность электрического поля при длительностях импульсов  $t_{\mu} \ge 1$  мкс выбирается обычно в пределах 10 – 20 кВ/см. Кроме того, при таких длительностях импульсов необходимо применение омических (резистивных) делителей для принудительного распределения напряжения по изолятору диода. Для секционированных изоляторов они чаще всего выполняются в виде цепочки промышленных твердотельных резисторов, которые закрепляются последовательно на металлических градиентных кольцах. В конструкциях со сплошным изолятором омическое распределение напряжения может осуществляться проводящей жидкостью (электролитом). В этом случае изолятор выполняется в виде двух коаксиальных цилиндров из диэлектрика, между которыми заливается раствор электролита с проводимостью, обеспечивающей получение требуемого сопротивления. В зависимости от материала, из которого изготовлены контактирующие с раствором электроды, в качестве электролита используются растворы медного купороса (Cu<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>) или хлорного калия (KHl). Первый из них используется в паре с электродами из меди, а второй – в паре с контактирующими электродами из нержавеющей стали, обеспечивая постоянство сопротивления в течение достаточно длительного времени работы диода. Общее требование к делителям напряжения – это малый по сравнению с током пучка потребляемый ток.

Наряду с перечисленными особенностями обеспечения электрической прочности для диодов микросекундного диапазона длительностей импульсов весьма важным моментом является появление паразитных потоков частиц, в частности, электронов в результате формирования неконтролируемых эмиссионных центров (плазменных факелов и пятен) на катододержателе или других находящихся под отрицательным потенциалом электродах. Как показывают результаты многочисленных исследований, средняя напряженность электрического поля, при которой наблюдается появление центров взрывной эмиссии, быстро уменьшается с увеличением времени воздействия напряжения. В частности, в специально поставленных исследованиях на ускорителе ГАММА Института сильноточной электроники (г. Томск) было показано, что в условиях обычно реализуемого в диодах технического вакуума (~ $10^{-5}$  Top) время задержки взрывной эмиссии (появления эмиссионных пятен) составляло 0,2 – 0,4 мкс при напряженности поля E = 80 - 120 кВ/см, и единицы микросекунд при E = 60 кВ/см. Бомбардировка поверхности изолятора паразитными потоками резко снижает его электропрочность. Поэтому оказывается необходимым принятие специальных мер, препятствующих их попаданию на изолятор.

Аналогичная проблема появления паразитных потоков электронов существует и для наносекундных диодов с внешним магнитным полем. Формирование паразитного потока в виде обратного тока из области диода и тока утечки с катододержателя является специфической особенностью диодов с наложенным продольным магнитным полем, в частности, коаксиальных диодов с магнитной изоляцией. Обратный ток в таких диодах обусловлен наличием продольной составляющей электрического поля, направленной в сторону генератора, с обратной стороны катода или облака катодной плазмы.

Подавление обратного тока требует реализации таких условий, при которых исключается дрейф электронов по силовым линиям магнитного поля, выходящих на поверхность изолятора. Как уже отмечалось, с этой целью за катодом со стороны генератора может устанавливаться дополнительный электрод под потенциалом катода – отражатель электронов, поверхность которого перехватывает силовые линии магнитного поля, пересекающие эмитирующую поверхность катода. Для эффективной работы устройства необходимо, чтобы эмиссия электронов с отражателя отсутствовала. Другой, близкий по сути, метод подавления обратного тока связан с созданием за катодом (со стороны генератора) магнитного поля пробочной конфигурации.

Одним из альтернативных решений рассмотренных выше проблем, характерных для коаксиальных диодов с магнитной изоляцией (и микросекундных диодов в особенности), является использование геометрии «обращенного» диода (см. рис. 3).

Другим альтернативным решением является применение в конструкции диода изолятора проходного типа, часто называемого «обращенным» изолятором. Рассмотрим это решение на примере конструкций микросекундных диодов с наложенным магнитным полем двух установок: ускорителя МИФИ на напряжение до 400 кВ, током 3 кА в импульсе длительностью 5 мкс и ускорителя У-2 Института ядерной физики СО РАН, обеспечивающего получение пучков электронов с энергией 0,9 МэВ и током 50 кА в импульсе длительностью 5 мкс.

На рис. 28 показана схема инжектора сильноточного микросекундного ускорителя МИФИ.



**Рис. 28.** Эскиз конструкции блока электронного инжектора с комбинированным «обращенным» изолятором: *1* – изоляционные кольца, *2* – металлические градиентные кольца, *3* – слой электролита, *4* – защитный электрод, *5* – катод

К основным особенностям его диода относятся следующие. Катодный шток проходит внутри комбинированного изолятора, что позволяет устранить возможность появления с него паразитных токов утечки на корпус или вакуумную поверхность изолятора. Распределение напряжения по длине изолятора осуществляется с помощью жидкостного омического делителя, который представляет собой цилиндрический столб раствора тиосульфата натрия (Na<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), располагаемый коаксиально между двумя частями изолятора – центральной сплошной и внешней в виде набора чередующихся изоляционных и металлических градиентных колец. Градиентные электроды секционированной части изолятора имеют электрический контакт с раствором. Изоляционные кольца имеют скошенную под углом 45° внешнюю, обращенную в вакуумную область, поверхность. Катод-анодный промежуток диода размещен в магнитном поле пробочной геометрии. От рассеянных частиц из области диода изолятор защищен экранирующим электродом.

На рис. 29 показана схема высоковольтного вакуумного ввода диода ускорителя У-2. Ввод выполнен на основе комбинированного изолятора проходного типа. Отличительной особенностью изолятора является применение в нем изолянии пленочноэлектролитного типа. Для равномерного распределения напряжения по поверхности изолятора в вакууме используется принудительное задание потенциалов градиентных электродов с помощью электролита. Максимальная напряженность поля (110 кВ/см при напряжении 1 MB) локализована на поверхности экранирующего электрода, обращенной к диоду. Конфигурация силовых линий магнитного поля исключает попадание электронов из области диода на изолятор.



Рис. 29. Комбинированный вакуумный ввод диода ускорителя У-2: 1 – экранирующий электрод, 2 – изолятор, 3 – градиентный электрод, 4 – пленочная изоляция, пропитанная электролитом, 5 – датчик тока (пояс Роговского), 6 – охранный электрод, 7 – катушки магнитной системы. Пунктиром показаны силовые линии магнитного поля

#### 1.3. Основные типы катодов сильноточных диодов

Существующее на сегодня многообразие конструкций сильноточных диодов во многом отражает многообразие их конкретных применений, требования которых в значительной мере предопределяют выбор той или иной конструкции основных узлов диода. Кроме того, многообразие конструкций диодов, исходно предназначенных для аналогичных по сути применений, является следствием непрерывных поисков новых решений и оптимизации известных и ранее опробованных конструкций узлов диодов применительно к конкретным условиям их использования. Немаловажным обстоятельством являются технические возможности реализации тех или иных решений.

В наибольшей мере сказанное относится к катодным узлам сильноточных диодов. Прежде всего, это связано с выбором типа катода, способного обеспечить получение электронного пучка с заданными параметрами. Определяющими в большинстве случаев являются плотность тока эмиссии с катода, однородность эмиссии, повторяемость (воспроизводимость) и стабильность параметров эмиттеров.

Реально достижимое значение плотности тока эмиссии с катода предопределяет возможность получения пучка с заданной величиной тока для выбранной геометрии ускоряющего промежутка диода. Для большинства применений необходимы источники электронов, способные эмитировать импульсные токи с амплитудой от единиц килоампер до единиц мегаампер с плотностью тока 0,1 -10 кА/см<sup>2</sup>. Число возможных решений этой принципиальной для сильноточных диодов проблемы весьма ограничено. Основными типами катодов, применяемыми для генерации электронных пучков с высокой плотностью тока, являются различные плазменные катоды, и, прежде всего, катоды с формированием плотной эмитирующей плазмы в результате взрывных процессов на поверхности катода, а также электрического пробоя диэлектрических включений и вставок. Значительно реже используются плазменные катоды с искровыми или газоразрядными источниками плазмы. Другими типами катодов, способных эмитировать импульсные потоки электронов с высокой плотностью тока, являются фотокатоды, стимулированные мощным лазерным излучением и так называемые ферроэлектрические катоды. Разработки сильноточных диодов с такими катодами начаты сравнительно недавно, и проводимые исследования носят во многом поисковый характер. Тем не менее, имеющиеся уже на сегодня результаты свидетельствуют о перспективности применения таких катодов, в особенности, в специализированных диодах для получения высококачественных пучков для генераторов мощного микроволнового излучения.

Пучки электронов со стабильными во времени и хорошо контролируемыми параметрами получают обычно с помощью термокатодов. Однако невысокая эмиссионная способность даже наиболее эффективных термокатодов резко ограничивает области их применения. В настоящее время они используются для получения пучков с относительно небольшими токами – до нескольких сотен ампер, в основном, для генерации микроволн.

В диодах сильноточных ускорителей наибольшее распространение получили холодные (ненакаливаемые) катоды на основе взрывной эмиссии, с разработкой которых связан существенный прогресс в технике получения мощных электронных пучков. Холодные катоды с взрывной эмиссией обладают уникальными эмитирующими возможностями. В основе работы таких диодов лежат процессы, происходящие в начальной стадии электрического пробоя вакуумных промежутков, и, в частности, образование в результате взрыва микроострий плотной плазмы, которая и является эмиттером электронов. Исследованию процессов взрывной эмиссии и характеристик взрывоэмиссионных катодов посвящено большое число работ. Однако, несмотря на это, к настоящему времени выяснены далеко не все моменты и детали формирования эмитирующей плазмы, влияния различных факторов на ее параметры. До сих пор в литературе ведется спор о роли различных механизмов появления токов, обуславливающих начальные стадии процесса взрывной эмиссии. Однако простота конструкции холодных катодов и их высокая эмитирующая способность послужили причиной широкого использования катодов такого типа в большинстве конструкций сильноточных диодов. В различных конструкциях диодов используются как простейшие по конфигурации острийные катоды (в виде одного или нескольких острий), так и более сложные многоострийные катодные сборки, комбинированные катодные узлы с диэлектрическими вставками и включениями. Появившиеся в последние годы металлокерамические катоды, а также широко используемые катоды на основе углеродных волокон или синтетического бархата («вельветовые» катоды) по традиции также относят к взрывоэмиссионным, хотя механизм их работы несколько отличается. По этим причинам именно диодам с взрывоэмиссионными, точнее сказать, плазменными катодами будет уделено наибольшее внимание в данном учебном пособии.

### 1.3.1. Взрывоэмиссионные катоды

Холодные катоды с взрывной эмиссией получили наибольшее распространение в качестве источников электронов в сильноточных диодах в силу своих уникальных возможностей эмитировать импульсные потоки электронов с предельно высокой плотностью тока.

История разработки катодов с взрывной эмиссией тесно связана с развитием техники генерирования мощных импульсов рентгеновского излучения. Многолетние исследования в этом направлении привели к созданию рентгеновских трубок, в которых для получения больших импульсных электронных токов наносекундной длительности были использованы металлические острийные катоды. Долгое время считалось, что острийные катоды в таких трубках работают в режиме автоэлектронной (холодной или полевой) эмиссии. Т.е. предполагалось, что электрическое поле, определяемое геометрией острия катода и величиной приложенного к катоданодному промежутку напряжения, достаточно для такого снижения потенциального барьера, при котором возможна интенсивная автоэлектронная эмиссия.

Основанием для таких представлений, в какой-то мере объясняющих экспериментальные наблюдения больших импульсных токов электронов, служили оценки напряженности электрического поля на острой кромке (кончике) катода и соответствующей ей плотности тока автоэмиссии в соответствии с законом Фаулера – Нордгейма. Однако дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования выявили значительно более сложную картину работы таких диодов. Группой исследователей во главе с Г.А. Месяцем было показано, что начало интенсивной эмиссии электронов с катода совпадает с образованием плотной прикатодной плазмы в результате взрыва микроострий катода, и что именно этот вид эмиссии, а не автоэлектронная эмиссия является определяющим при генерации интенсивных потоков с высокой плотностью тока. В предложенной и разработанной ими физической картине протекающих в диоде процессов автоэмиссионный ток играет роль лишь инициирующего фактора, запускающего иной механизм эмиссии больших электронных токов.

Качественно эта картина выглядит следующим образом. При приложении высокого напряжения между острийным катодом и анодом напряженность электрического поля на кончике катода будет приблизительно равна U/r, где r – радиус кривизны острия. И если, например, амплитуда импульса напряжения составляет 1 MB, а радиус кончика катода 0,1 мм, то напряженность электрического поля составит порядка 10<sup>8</sup> В/см. При такой высокой напряженности поля потенциальный барьер на границе металл – вакуум сужается настолько, что плотность тока эмиссии покидающих металл в результате туннельного эффекта электронов достигает 10<sup>8</sup> А/см<sup>2</sup>. Быстрый разогрев катодного острия протекающим через него током автоэмиссии, переходящим в ток термоавтоэлектронной эмиссии, приводит к взрывообразному его разрушению. В ходе исследований было установлено, что при названной выше плотности тока уже через короткое время, порядка единиц наносекунд, происходит взрыв острия вследствие разогрева его протекающим автоэлектронным током. В результате теплового взрыва острия у его кончика образуются пары металла, которые ионизуются и образуют плазменный факел. Взрыв острия и образование плотной плазмы вокруг него приводит к усилению тока электронов, испускаемого острием. Причем эти электроны извлекаются из острия уже не с помощью электрического поля, приложенного между электродами диода импульса напряжения, а полем, образованным у катода контактирующей с ним плазмой в результате разделения ее зарядов. Было установлено, что концентрация заряженных частиц в плазме в непосредственной близости у катода составляет  $10^{19} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Такая концентрация частиц в плазме может быть получена только при взрывном разрушении твердого тела, когда в него удается каким-то образом вложить большую энергию за короткий промежуток времени. Поэтому эмиссия электронов, усиленная электрическим полем такой плотной плазмы на катоде, была названа взрывной эмиссией. Т.е. взрывная эмиссия – это интенсивная эмиссия электронов из катода через фазовый переход от металла к плотной плазме.

В процессе взрывной эмиссии электроны поступают в плазму с тонкого кончика острия, поэтому плотность тока на катоде будет оставаться большой. Это означает, что будет продолжаться разогрев катода и происходить дополнительный унос вещества катода с его кончика. Это приводит к тому, что напряженность электрического поля на катоде в течение длительности импульса будет поддерживаться высокой, что обеспечит непрерывное поступление электронов с катода.

Электронно-микроскопическое наблюдение острий, длительное время работающих в качестве источников электронов, показывает, что они содержат много тонких микроострий радиусом порядка 0,1-1 мкм, на которых напряженность поля усиливается в десятки и более раз. Аналогичные микроострия наблюдаются и на плоских шероховатых катодах. Усиление поля на кончиках микроострий, расположенных на поверхности плоского катода, составляет величину порядка h/r, где h – высота выступа, r – радиус закругления его кончика. Микровыступы на плоском катоде статистически распределены по величинам h/r. Взрываются те выступы, на которых при данном приложенном к диоду импульсе напряжения с амплитудой V и длительностью t<sub>и</sub> достигается такая напряженность поля *E*, при которой время задержки их взрыва  $t_3 < t_{\mu}$ . Так как величина  $E \approx Uh/rd$ , то для того, чтобы заставить взрываться как можно большее количество выступов на поверхности катода, необходимо увеличить прикладываемое напряжение.

Такова качественная картина работы катодов в режиме взрывной эмиссии. Остается только заметить, что электрическое поле, определенное исходя из геометрии микроострий и приложенного напряжения обычно меньше, чем то, которое бывает необходимо для интенсивной автоэлектронной эмиссии и взрыва острия за время порядка длительности фронта импульса. Обсуждению этого вопроса и анализу возможных причин появления токов, инициирующих взрывную эмиссию, посвящено большое число работ. Результатом этой многолетней дискуссии стало признание важной роли неметаллических включений в материал катода и наличие на его поверхности масляных пятен, продуктов крекинга углеводородов или иных диэлектрических пленок. Усиление поля в местах контакта металла с диэлектрическими пленками или включениями вызывает локальные электрические пробои (микроразряды), плазма которых является основным источником начальных токов. запускающих механизм взрывной эмиссии. Это означает, что наличие на поверхности катода так называемой «грязи», характерной для vcловий технического вакуума, получаемого с помощью стандартной схемы откачки с использованием механических и масляных диффузионных насосов, резко облегчает начало взрывной эмиссии. Подтверждением этому служат экспериментальные наблюдения, согласно которым взрывная эмиссия при глубокой очистке поверхности катода (например, путем прогрева острия до высоких температур) затруднена и начинается при значительно более высоких значениях электрического поля вблизи катода.

Основные закономерности работы катодов с взрывной эмиссией. Суммируем основные закономерности работы взрывоэмиссионных катодов. Появление между катодом и анодом высокого напряжения и соответственно электрического поля с напряженностью порядка 10<sup>6</sup> В/см инициирует взрывную эмиссию с катода. Важнейшими факторами, определяющими начало эмиссии, как уже отмечалось, являются различные неоднородности, которые созданы искусственно или имеются на поверхности катода и на которых электрическое поле может усиливаться в сотни раз. Если это условие выполняется, то приложение импульса высокого напряжения с амплитудой ~ 1 MB к диоду с катод-анодным промежутком  $d \approx 1$  см приводит к появлению локальных областей (вблизи неоднородностей катода) с напряженностью поля порядка 100 МВ/см. При таких уровнях локальных полей возникает термоавтоэлектронная эмиссия электронов, которая приводит к нагреву и взрывообразному испарению микронеоднородностей и образованию катодной плазмы.

Одним из важных параметров, определяющих характеристики диода, является время запаздывания взрыва острий и, соответственно, начала быстрого роста тока эмиссии с катода. Время запаздывания взрыва острия  $\tau_3$  зависит от плотности предвзрывного

эмиссионного тока  $j_e$ . Исследования показали, что произведение  $j_e^{2} \cdot \tau_3$  есть величина постоянная и зависит только от теплофизических характеристик материала катода. Поскольку термоавтоэмиссионный ток ограничивается объемным зарядом в области эмиттера, то время задержки взрыва зависит от напряженности внешнего электрического поля. Экспериментально установлено, что эта зависимость имеет следующий вид:  $\tau_3 \sim E^{-3}$ .

В результате ионизации паров материала катода, а также десорбируемого газа и продуктов крекинга масляных пленок на катоде образуются плазменные сгустки, получившие название катодных факелов. Многочисленные измерения, проведенные различными методами, в среднем дают следующие параметры плазмы катодных факелов. Температура электронов катодных факелов –  $kT_e = 1 - 5$  эВ, концентрация  $n = 10^{18} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup> на расстоянии  $\leq 0,1$  мм от поверхности катода в зависимости от плотности тока. На расстояниях в единицы миллиметров плотность падает на несколько порядков и может составлять  $10^{14} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Катодные факелы расширяются в вакуум со скоростью  $(1-3) 10^6$  см/с. Основной причиной расширения факела является первоначально запасенная в плазме энергия. Кроме того, на границе плазма – вакуум может существовать поле, тормозящее электроны и ускоряющее ионы. Расширяясь катодные факелы могут сливаться друг с другом и формировать на катоде более или менее однородную эмитирующую поверхность. В процессе функционирования катодных факелов возникают новые эмиссионные центры под плазмой и микроострия. Малый удельный унос массы с катода, порядка  $10^{-4} - 10^{-5}$  г/Кл обеспечивает большой ресурс работы катодов с взрывной эмиссией.

В формировании эмитирующей поверхности плазмы на катоде существенную роль играет эффект экранировки. Суть его состоит в следующем. При подаче на диод импульса высокого напряжения первоначально взрываются микроострия, на которых локальная напряженность электрического поля наибольшая. Образующиеся катодные факелы расширяются в вакуум и эмитируют электроны. За счет объемного заряда электронного потока и геометрической экранировки расширяющегося со скоростью  $v_p$  плазменного (ка-

тодного) факела (в упрощенном виде – полусфера с радиусом  $\upsilon_p t$  над плоской поверхностью катода) уменьшается (экранируется) напряженность электрического поля на участках катода вблизи функционирующих катодных факелов. При этом время запаздывания взрыва соседних микроострий увеличивается, и они могут вообще не взорваться за время импульса. Установлено, что для повышения однородности плазмы на катоде необходимо увеличивать скорость нарастания напряженности электрического поля dE/dt. При большом значении dE/dt критическая (взрывная) напряженность электрического поля может достигаться для большего числа микроострий за малый промежуток времени. При этом на первых взорвавшихся микроостриях радиус плазмы катодного факела и ток электронов не успевают существенно увеличиться, что и приводит к ослаблению эффекта экранировки.

Таким образом, для повышения однородности эмитирующей плазмы на катоде при заданном межэлектродном зазоре необходимо использовать материалы с малым временем запаздывания и конструкции катодов с большим усилением поля, увеличивать амплитуду импульса напряжения и уменьшать длительность фронта импульса.

# 1.3.2. Основные типы конструкций взрывоэмиссионных катодов

Разработанные к настоящему времени конструкции катодов, которые принято называть взрывоэмиссионными, могут быть условно разделены на следующие: катоды, содержащие одно или несколько острий, многоострийные, плоские «шероховатые» катоды, металлические катоды с контактирующим диэлектриком, а также металло-диэлектрические катоды. Для всех этих катодов характерным является наличие элементов, увеличивающих локальную напряженность электрического поля на выделенных участках поверхности катода и способствующих началу взрывной эмиссии при меньших напряжениях на диоде, уменьшению времени задержки формирования катодной плазмы (начала эмиссии), а также повышению однородности получаемого пучка электронов.

В качестве примера типовых конструкций катодов, используемых на лабораторных установках, работающих в режиме однократных импульсов, можно привести катоды, опробованные и длительное время применявшиеся на ускорителе ИМПУЛЬС ФИАН при проведении различных экспериментальных исследований.



Рис. 30. Общий вид катодов сильноточного ускорителя ИМПУЛЬС (ФИАН)

Внешний вид катодов показан на рис. 30. На переднем плане (слева направо) показаны: катод с концентрическими заостренными кромками и плоский катод из графита, на заднем плане – катод с центральной диэлектрической вставкой, катод с четырьмя остриями в приосевой области и инкрустированный диэлектриком плоский металлический катод.

Острийные катоды. Само название «острийный катод» предполагает наличие одного или нескольких острий, на которых происходит усиление напряженности электрического поля (макрополя) до уровня, обеспечивающего с учетом микронеровностей и неоднородностей на поверхности острий инициирование взрывной эмиссии.

Форма острийного катода может быть различной. Он может представлять собой как одиночное острие в виде заостренной иглы цилиндрического сечения, тонкой цилиндрической проволочки, так и набор разнесенных игл. Острийный катод может быть выполнен в виде диска или кольца с острой кромкой или же в виде плоского лезвия. Выбор формы и конструкции острийного катода определяется назначением диода и, в первую очередь, геометрией формируемого в диоде потока электронов.

Выше отмечалось, что первыми сильноточными диодами, в которых для получения больших импульсных электронных токов наносекундной и субмикросекундной длительности использовались металлические острийные катоды, были диоды импульсных рентгеновских трубок. На рис. 31 показана одна из базовых схем диодов, разработанных для генерации мощных коротких вспышек рентгеновского излучения. Как видно из рисунка, рабочая (эмитирующая) часть катода имеет форму кольца с заостренной кромкой, анод диода выполнен в виде конуса. Фокусировка электронного пучка вблизи его вершины обеспечивает получения малого фокусного пятна рентгеновского излучения.



**Рис. 31.** Сильноточный диод импульсной рентгеновской трубки с кольцевым катодом с заостренной кромкой: *1* – анод, *2* – катод. Пунктиром показаны траектории электронов

В качестве примера другого варианта острийного катода можно привести конструкцию катода с концентрическими заостренными кромками, применявшегося на ускорителе ИМПУЛЬС ФИАН.

Представление о конструкции катодного узла дает приведенный на рис. 32 схематический чертеж диода ускорителя ИМПУЛЬС (показан вариант диода с коническим изолятором) вместе с установленным в нем катодом. Катод имеет диаметр 44 мм и изготовлен из нержавеющей стали. Его рабочая поверхность имеет семь концентрических гребней (заостренных кольцевых кромок) с шагом 3 мм. Концентрические гребни образованы заостренными цилиндрическими вставками из нержавеющей стали, которые плотно посажены друг за другом в цилиндрической выемке в теле катода. С помощью цилиндрической резьбовой части катод фиксируется на заданном расстоянии от анода в катододержателе – высоковольтном электроде, закрепленном на изоляторе диода. Импеданс диода  $U/I \approx 30$  Ом, близкий к выходному импедансу трансформирующей линии, соединенной с диодом, достигается при расстоянии между катодом и анодом 10 - 17 мм в зависимости от величины ускоряющего напряжения. Данная конфигурация диода обеспечивает получение сплошного по сечению пучка электронов с распределением тока, близким к однородному. Амплитуда тока пучка в диоде достигает 30 кА при амплитуде импульса ускоряющего напряжения 800 кВ и длительности 40 - 50 нс на полувысоте.



**Рис. 32.** Схематический чертеж диода сильноточного ускорителя ИМПУЛЬС Физического института РАН вместе с установленным в нем катодом с концентрическими заостренными кромками: *1* – внутренний электрод трансформирующей линии генератора импульсов; *2* – кольцо; *3* – корпус; *4* – изолятор; *5* – согласующий конус; *6* – катододержатель; *7* – катод; *8* – анод

Катоды на основе углеродных материалов. Углеродные материалы, такие как углеродные волокна, коврики из углеродных нитей (углеродный «войлок»), а также различные марки графита, широко используются в конструкциях взрывоэмиссионных катодов.

Исторически катоды с рабочей поверхностью из графита были одними из первых типов катодов сильноточных диодов планарной геометрии. Выбор графита в качестве рабочего материала взрывоэмиссионного катода объяснялся несколькими соображениями. Одним из основных из них было соображение о «хорошей» шероховатости графитовой поверхности, способствующей возникновению большого числа эмиссионных центров при сравнительно невысокой средней напряженности электрического поля в диоде. Действительно, мелкопористая структура многих марок графита обеспечивает существование достаточно однородной структуры микронеровностей на поверхности катода как непосредственно сразу после механической обработки при изготовлении, так и в процессе его работы. По этой причине именно графитовые катоды используются во многих установках, работающих в периодическом режиме с достаточно высокой частотой повторения – до сотен герц, для которых проблема долговечности катода является наиболее острой.

Опыт эксплуатации таких установок с катодами различного типа, изготовленными из различных материалов, а также специально проведенные экспериментальные исследования показывают, что действительно графитовые катоды являются одними из наиболее долгоживущих. Тем не менее, даже у графитовых катодов, несмотря на «хорошую» шероховатость их поверхности, наблюдается деградация эмиссионных свойств в процессе работы, и ресурс их работы в режиме взрывной эмиссии ограничен.

В качестве примера, иллюстрирующего сказанное, можно привести результаты изучения долговечности катодов, используемых в сильноточных диодах мощных СВЧ-генераторов, работающих в периодическом режиме.

Схема диода, с которым проводились исследования, показана на рис. 33. Он представляет собой коаксиальный диод с магнитной изоляцией с катодом в виде полого цилиндра, у которого рабочей является торцевая кромка (так называемый кромочный катод).

Измерения проводились с катодами в виде полого цилиндра диаметром 35 мм, изготовленными из различных материалов: пиролитического графита (толщина кромки 0,3 мм), стали (0,1 мм), меди (0,2 мм), магния (0,2 мм), а также композитными меднографитовыми и медно-диэлектрическими катодами. Два последних типа катодов представляли собой сборки из чередующихся цилиндрических слоев меди и графитовых колец или меди и стеклоткани. Ускоряющее напряжение на диоде составляло 500 кВ, ток пучка – 5 кА, длительность импульса – 20 нс. Деградация эмиссионных свойств катодов оценивалась по двум основным параметрам – увеличению времени задержки эмиссии (начала тока) и уменьшению амплитуды тока в зависимости от числа импульсов. Кроме того, критерием деградации служили такие параметры СВЧ-импульса на выходе генератора, как длительность и мощность микроволнового излучения.



Рис. 33. Схема коаксиального диода с магнитной изоляцией с кромочным катодом совместно с СВЧ-генератором на трубчатом электронном пучке: *1* – высоковольтный электрод; *2* – катододержатель; *3* – кромочный катод; *4* – соленоид; *5* – электронный пучок; *6* – структура СВЧ-генератора; *7* – датчики тока и напряжения

Основные результаты исследований можно свести к следующим. В самом начале работы и вплоть до 10<sup>3</sup> импульсов эмиссионные свойства оказываются одинаковыми для всех образцов катодов и не зависят от материала катода. Объясняется это тем, что эмиссионные свойства новых катодов определяются главным образом «загрязнениями» (масляные пленки, абсорбированные газы и др.), имеющимися на поверхности новых катодов. Дальнейшее поведение катодов из различных материалов различно. Наиболее быстро ухудшаются
свойства металлических катодов. Так катоды, изготовленные из нержавеющей стали, практически перестают работать после  $10^4 - 10^5$  импульсов. Самыми лучшими с точки зрения сохранения эмиссионных свойств оказываются катоды из графита, для которых деградация эмиссионных свойств начинала проявляться после  $10^6$  импульсов. В диапазоне  $10^6 - 10^7$  импульсов наряду с непрерывным увеличением времени задержки начала эмиссии для таких катодов наблюдается некоторая стабилизация амплитуды тока диода. Такая относительно стабильная картина сохраняется до  $10^8$  импульсов, после чего эмиссия с катода практически прекращается.

Качественно аналогичные результаты были получены другими авторами, исследовавшими долговечность различных типов катодов в широком диапазоне токов и длительностей импульсов.

Металлические катоды, инкрустированные диэлектриком. Механизм работы металлических катодов, инкрустированных диэлектриком, может быть пояснен с помощью рис. 34, на котором показано сечение одного из вариантов конструкции таких диодов. Рабочей на рисунке является верхняя поверхность, которая в диоде обращена к аноду. Со стороны этой поверхности в металлическом теле катода имеются кольцевые канавки или система отдельных лунок (углублений), которые заполнены диэлектриком. Чаще всего в качестве наполнителя используется эпоксидная смола или компаунд на основе эпоксидной смолы. В такой конструкции катода имеются области т.н. тройных точек у металлических вершин, выходящих на поверхность, вблизи которых происходит усиление электрического поля. Из-за высокой напряженности поля в этих областях с острых кромок эмитируются электроны, которые, попадая на поверхность диэлектрика, вызывают поверхностный разряд и появление прикатодного слоя плазмы.

Инкрустированные диэлектриком катоды используются для получения относительно однородных по сечению электронных пучков. Однако широкого распространения они не получили. Основным недостатком инкрустированных катодов с тонкой структурой в виде лунок или тонких кольцевых канавок с диэлектриком является сравнительно малый срок службы, обусловленный повреждением отдельных участков поверхности диэлектрических включений, прежде всего, в местах возникновения разрядов в области тройных точек. Возникающие локальные повреждения ведут к появлению так называемого «мозаичного эффекта», выраженного резкой неоднородностью плотности тока пучка по сечению. Катоды с более грубой структурой, к которым не предъявляются жесткие требования высокой однородности пучка, могут быть успешно использованы в диодах ускорителей, работающих в периодическом режиме.



**Рис. 34.** Рабочая часть металлического катода, инкрустированного диэлектриком: a – внешний вид,  $\delta$  – сечение одного из вариантов конструкции

На рис. 35 приведена фотография инкрустированного диэлектриком катода, который использовался в долговременных испытаниях при разработке лабораторией Sandia (США) ускорителя с высокой частотой повторения импульсов. Катод диаметром 50 мм имеет на своей рабочей поверхности восемь заполненных эпоксидной смолой концентрических канавок (характерные размеры канавок можно оценить с помощью показанной рядом с катодом линейки), обеспечивающих относительно однородную эмиссию электронов. На том же рисунке слева показан анодный фланец с характерным отпечатком пучка, интегрированным за 157000 импульсов. Усредненная по сечению плотность тока пучка составляла около 1 кА/см<sup>2</sup> при напряжении на диоде 250 кВ.

Полученные в этих экспериментах данные свидетельствуют о постепенной деградации эмиссионных свойств катода после некоторого числа импульсов (порядка нескольких тысяч импульсов), проявляющейся в увеличении задержки появления катодной плазмы и соответственно тока электронного пучка относительно начала напряжения на диоде. Интересно отметить, что эмиссионные свойства катода восстанавливались после нанесения на его поверхность тонкого слоя вакуумного масла. После такой обработки катод мог

успешно эксплуатироваться еще около 1000 импульсов, затем картина деградации повторялась.



Рис. 35. Внешний вид катода с концентрическими канавками с диэлектриком и анодного фланца (слева) после серии из 157 000 импульсов

В качестве альтернативного в этих испытаниях был опробован многоострийный катод, рабочая поверхность которого была образована торцами металлических трубочек диаметром 1,5 мм, установленных на основании катода. Фотография катода показана на рис. 36, там же показан вид анодного фланца после серии из  $10^5$  импульсов. По мнению авторов исследований, неоднородность пучка с таким катодом была выше, чем с предыдущим, однако деградации эмиссионных свойств за аналогичное число импульсов не наблюдалось.



Рис. 36. Катод с эмиттерами из тонких трубочек (справа) и характер повреждений на анодном фланце (слева) после длительной работы

Приведенное здесь сравнение показывает определенные достоинства так называемых многоострийных катодов. Их более детальному рассмотрению посвящен следующий раздел. **Многоострийные катоды.** Многоострийные катоды представляют собой тем или иным образом изготовленные сборки углеродных волокон, тонких проволочек, фольг или тонких трубочек, формирующих упорядоченную структуру эмиссионных центров за счет упорядоченного расположения «неоднородностей», усиливающих электрическое поле на катоде. Разработка и создание таких катодов потребовала решения ряда задач, прежде всего связанных с выбором технических решений, обеспечивающих изготовление катодов с большой площадью, с высокой надежностью, большим ресурсом работы и обеспечивающих одновременно необходимые характеристики пучка.

Большинство существующих конструкций долговечных многоострийных катодов выполняется на основе взрывоэмиссионных эмиттеров с постоянным поперечным сечением по высоте (фольговые и проволочные). Такое решение исключает «притупление» острий в результате испарения материала эмитирующих острий, и, соответственно, уменьшение напряженности поля на острие Eменьше некоторой критической величины  $E_{\rm kp}$ , необходимой для возбуждения взрывной эмиссии. С этой точки зрения одним из важнейших является выбор оптимальной толщины таких эмиттеров. Под оптимальной подразумевается такая толщина, при которой наиболее полно удовлетворяются два взаимно противоречивых требования: поддержания на вершине эмиттера напряженности электрического поля, достаточной для возбуждения взрывной эмиссии на фронте импульса напряжения, и обеспечения минимального расхода вещества эмиттера.

Выбор оптимальных геометрических параметров катода, обеспечивающих достижение критической напряженности поля на большинстве эмиттеров уже на фронт импульса напряжения при максимальной густоте острий, требует проведения расчетов электрического поля на его эмитирующей поверхности.

Испытания одиночных заостренных и цилиндрических эмиттеров из различных материалов, проведенные в широком диапазоне экспериментальных условий, показали, что для каждых конкретных условий эксплуатации существует свой оптимальный диаметр цилиндрического эмиттера, отвечающий указанным требованиям. Было установлено, что оптимальный диаметр растет с увеличением длительности импульсов и амплитуды тока диода.

Для оценки зависимости коэффициента усиления поля от геометрических параметров острий и их расположения на катоде можно воспользоваться приближенным решением, полученным сотрудниками Института сильноточной электроники СО РАН из расчета электрического поля в бесконечном плоскопараллельном конденсаторе, на одной из пластин которого размещены бесконечные ряды плоских эмиттеров толщиной 2r. В предположении, что форма эмиттера высотой H и радиусом при вершине r' близка к треугольной, выражение для коэффициента усиления поля  $\mu$  на вершине острия имеет вид:

$$\mu = \{ [th(\pi H/a)]/(\pi r/a) \}^{1/2} \{ [th((\pi H/a')]/(\pi r'/a')]^{1/2}, (1.16) \}^{1/2} \}$$

где a – расстояние между рядами эмиттеров; a' – расстояние между эмиттерами в ряду. Если острия на катоде являются телами вращения и a = a', то

$$\mu = [th(\pi H/a)]/(\pi r/a).$$
(1.17)

Оптимальные геометрические параметры такого катода могут быть найдены с удовлетворительной для практики точностью из следующих соотношений:

$$\pi H/a \approx 2$$
,  $H \approx (2E_{\rm kp}dr)/U$ ,  $(E_{\rm kp}d)/U = \mu$ , (1.18)

где U – напряжение, приложенное к диоду; d – межэлектродный зазор;  $E_{\rm kp} \approx 2 \cdot 10^6$  В/см.

Для диода с напряжением 250 – 300 кВ и межэлектродным промежутком 3 – 7 см в случае эмиттеров, выполненных в виде гребенки из медной фольги толщиной 20 мкм, оптимальными являются следующие параметры:

высота острий над поверхностью катода, мм	3
расстояние между остриями, мм	5
радиус закругления эмиттеров, мкм	.10 - 60

При этом макронапряженность поля на вершинах эмиттеров составляет (0,9 – 1,5) 10<sup>6</sup> В/см. Важным моментом в разработке долговечных катодов, состоящих из большого числа эмиттеров с постоянным поперечным сечением по высоте, является выбор наиболее подходящего материала эмиттеров – для увеличения срока службы катода следует использовать материалы с минимальной эрозией. Это условие является одним из определяющих при выборе материала катода, работающего в режиме взрывной эмиссии.

На основании изучения расхода материала во время функционирования катодного факела был построен так называемый эрозионный ряд металлов, в котором материалы располагаются по мере увеличения массы, уносимой с эмиттера в период функционирования катодного факела. Эта масса при равных условиях испытаний определяется физическими константами материала. При этом металлы располагаются следующим образом: Mg, Be, Cu, Mo, Al, Ni, W, Ta, Fe, Pb. Как можно видеть из этого ряда, в качестве материалов катодов, работающих в режиме взрывной эмиссии, лучше использовать такие металлы, как Cu, Mo. Дополнительным аргументом в пользу меди является дешевизна и технологичность этого материала.

Рассмотрим варианты конструкций многоострийных катодов.

Большое распространение получили эмиттеры из фольги, при использовании которых в наносекундном диапазоне длительностей импульсов достигается ресурс до  $10^6 - 10^7$  импульсов. Рабочая поверхность таких катодов образована торцом тонкой металлической фольги, свернутой в спираль или зигзагообразно с прямолинейными участками, либо образована торцами фольговых полосок, закрепленных с помощью поддерживающих элементов на общем основании.

Однако, как показал опыт эксплуатации, такие эмиттеры обладают рядом недостатков. Один из них – неконтролируемость числа и местоположения эмиссионных центров на рабочей кромке фольги, что приводит к появлению значительной неоднородности электронного пучка. Другой недостаток проявляется в виде эффекта локализации тока в ограниченном числе эмиссионных центров, что приводит к более быстрому закорачиванию ускоряющего промежутка. Эти недостатки частично устраняются повышением напряженности электрического поля на катоде за счет использования очень тонких (7 – 20 мкм) металлических фольг. Однако создание фольговых катодов большой площади представляет собой сложную техническую задачу, поскольку катоды из тонкой металлической фольги механически неустойчивы.

Более определенное и контролируемое число эмиссионных центров на катоде большой площади может быть создано путем применения цилиндрических эмиттеров из тонких проволок. Проведенные исследования показали, что такой подход к решению задачи позволяет создавать относительно простые по конструкции и удобные в эксплуатации долговечные взрывоэмиссионные катоды большой площади. Немаловажное достоинство таких катодов состоит в том, что принцип их построения допускает возможность поддержания равномерного отбора тока со всех эмиттеров путем включения в цепь каждого из них балластного резистора.

Существующие на сегодня конструкции многоострийных проволочных катодов отличаются главным образом технологией изготовления, наиболее сложной составляющей которой является задача упорядоченной установки и крепления большого числа проволочных эмиттеров.

Рассмотрим варианты решения этой задачи на примере нескольких конструкций катодов, разработанных в Институте сильноточной электроники СО РАН.

На рис. 37 приведен схематический чертеж конструкции катода с медными проволочками, изготовление которого, как отмечают авторы разработки, не связано с привлечением сложных технических средств и выгодно отличается большой производительностью. Катод используют в планарном диоде для получения ленточных пучков большой площади. Размер рабочей (эмитирующей) поверхности катода составляет 35х910 мм<sup>2</sup>. На рисунке показано поперечное сечение катода в направлении меньшего размера.

В качестве эмиттеров в конструкции катода использованы медные проволочки диаметром 30 мкм. Проволочки крепятся к основанию 3 с помощью пайки, что представляет собой наиболее существенную технологическую сложность данной конструкции.

Испытания аналогичных катодов, в которых в качестве эмиттеров использовались тонкие проволочки диаметром 15 - 30 мкм показали, что при отборе с одного эмиттера тока 50 А длительностью 50 нс в течение  $10^6$  импульсов с него уносится  $10^{-6}$  г металла. При этом высота эмиттера уменьшается на 1 мм. Полученные результаты позволили авторам разработки оценить ресурс работы катода как 10<sup>7</sup> включений и более, что делает возможным его использование в диоде для генерации ленточных пучков с частотой следования импульсов до 50 – 100 Гц в течение длительного времени.



Рис. 37. Конструкция катода с медными проволочками: 1 – винт; 2 – проволочка; 3 – основание; 4 – охранный электрод; 5 – опорная пластина

Другой группой была разработана несколько иная конструкция долговечного взрывоэмиссионного катода большой площади и иная технология его изготовления. В основу ее положена следующая методика приготовления эмитирующих элементов.

К краям тонкой (0,2 - 0,3 мм) пластины произвольной длины из фольгированного гетинакса или стеклотекстолита, со средней части которой предварительно удалено медное покрытие (ширина этой части равна удвоенной высоте эмиттеров), с заданным шагом припаиваются медные проволочки. Затем на свободную поверхность подложки с расположенными на ней проводниками наносится тонкий слой клея, например БФ-2. После высыхания клея пластина режется по длине пополам, в результате подучаются два готовых элемента катода. Готовые эмитирующие элементы собираются в пакеты с помощью металлических пластин и укрепляются на опорной плите катода, совмещенной с охранным электродом. Такая конструкция катода позволяет: 1) упростить технологию сборки и замену пакетов отработавших эмитирующих элементов; 2) надежно фиксировать взаимное расположение эмитирующих элементов и сохранить их форму при проведении профилактических работ; 3) предотвратить гибель катода при аварийном прорыве атмосферы в источник электронов.

По указанной технологии разработан взрывоэмиссионный катод площадью 500 см<sup>2</sup>. Такой катод длительное время эксплуатировался в источнике электронов для инжекции пучка в газовый лазер. При напряжении до 500 кВ и длительности импульсов 0,5 – 1,5 мкс катод обеспечивал ток пучка за фольговым анодом до 6 кА. По характеру свечения объемного разряда в газовой кювете распределение плотности тока оценивалось как достаточно однородное.

Для изготовления многоострийных катодов могут быть использованы и другие методы, в частности, экспериментально была показана возможность использования промышленных методов фотолитографии и холодной штамповки. Однако, в силу сложности технологии, они не получили распространения. Значительно большее распространение в последние годы получили катоды на основе неметаллических материалов, такие как катоды из углеродных волокон, металлодиэлектрические катоды и катоды с рабочей поверхностью из синтетического бархата.

Многоострийные катоды со стабилизированным распределением плотности тока эмиссии. Одним из достоинств катодов с дискретными эмиттерами является принципиальная возможность включения балластного резистора в цепь каждого эмиттера. Проведенные исследования показали, что падения напряжения на балластном резисторе ~ 100 – 1000 В достаточно, чтобы за время ~  $10^{-8}$  с возбудить взрывную эмиссию на неработающих эмиттерах. Это способствует получению электронных пучков большой длительности с равномерным распределением плотности тока по сечению.

Наиболее детально метод контролируемого распределения тока эмиссии с помощью резисторов в цепи каждого из эмитирующих острий был развит в работах НИИЭФА. В результате целенаправленных исследований в этом институте были разработаны и созданы сильноточные диоды, обеспечивающие получение электронных пучков большой длительности (до 50 мкс) с высокой однородностью тока по сечению пучка даже без применения магнитного поля для торможения разлета катодной плазмы. В основе работы таких диодов лежит рассмотренная выше возможность остановки разлета катодной плазмы снимаемым с нее током при достижении условия насыщения эмиссии с плазменной поверхности. Реализация его предполагает, прежде всего, уменьшение плотности плазмы, с поверхности которой ведется токоотбор. Это может быть сравнительно просто реализовано при использовании многоострийных катодов с дискретными эмиттерами. При работе такого катода плотная плазма образуется только на вершинах острий, расположенных на подложке с большой площадью. В результате расширения плазмы катодных факелов ее концентрация быстро падает и за счет этого насыщение тока эмиссии может происходить уже в начальной части импульса.

Исследования показали, что плазменный слой, который образуется при заполнении промежутков между эмиттерами в результате разлета катодных факелов, является неустойчивым – он стремится к контрагированию в результате увеличения плотности плазмы в тех местах, где плотность тока выше. Происходит это за счет роста скорости генерирования плазмы на остриях с большим током. Для стабилизации плазменной поверхности необходимо однородное распределение тока среди дискретных эмиттеров в течение всего импульса. Введение сопротивлений в цепи каждого отдельного острия способствует выравниванию и стабилизации токов, проходящих через острия. Объясняется это тем, что после образования на катоде сплошного плазменного слоя потенциалы всех острий становятся одинаковыми. И если в цепи питания острий установлены одинаковые сопротивления, то и токи через них должны быть одинаковы.

На рис. 38 показана фотография свечения катодных факелов, наблюдаемых вблизи вершин острийных эмиттеров, которые соединены с основанием катода через токовыравнивающие резисторы. Фотография выполнена камерой с открытым затвором и дает представление об интегральной по времени картине. Тем не менее, хорошо видно, что свечение факелов достаточно однородное без ярко выраженных центров с большим током эмиссии.

Результаты выполненных исследований легли в основу разработки многосотрийных катодов со стабилизированным распределением тока эмиссии для нескольких типов сильноточных диодов.

На рис. 39 показана схема коаксиального диода с многоострийным катодом, разработанного для получения трубчатых сильноточных электронных пучков большой длительности.



Рис. 38. Интегральная по времени фотография свечения катодной плазмы острийных эмиттеров с токостабилизирующими резисторами. Резисторы смонтированы в основании катода (на рисунке – внизу)



Рис. 39. Схема коаксиального диода с магнитной изоляцией с многоострийным катодом (*a*) и фотография рабочей части катода (*б*): 1 – катод; 2 – изолятор; 3 – анод; 4 – камера дрейфа; 5 – коллектор; 6, 7, 8 – катушки соленоида; 9 – силовые линии магнитного поля

С целью увеличения времени работы диода до закорачивания катод-анодного промежутка плазмой в данной конструкции использован комбинированный метод торможения разлета катодной плазмы – магнитным полем как в обычном диоде с магнитной изоляцией и током, снимаемым с разреженной при разлете между острийными эмиттерами плазмы. Катод, фотография рабочей части которого приведена на рис. 39, имеет коническую поверхность плошадью 1.5x10<sup>3</sup> см<sup>2</sup> с 500 установленными на ней острийными эмиттерами из углеродных волокон. В цепь каждого острия введены резисторы сопротивлением 2 кОм. В верхней и нижней частях катодного узла расположены экранные электроды, с помощью которых достигается однородное распределение поля на катоде. Индукция магнитного поля в области диода составляет 0,15 Тл, а в камере дрейфа 1 Тл. С помощью такого диода были получены стабильные пучки электронов с током до 520 А при напряжении 320 кВ длительностью 25 мкс. Выход тока на установившийся уровень при фиксированном напряжении на диоде происходил за время около 3 мкс, согласующееся с временем заполнения плазмой пространства между соседними рядами острий в результате азимутального дрейфа в магнитном поле. Скорость расширения внешней границы пучка не превышала 10<sup>4</sup> см/с.

Схема стабилизации положения границы эмитирующей катодной плазмы снимаемым с нее током была успешно реализована в планарных диодах ускорителей электронов семейства GESA и ELDIS, предназначенных для получения электронных пучков микросекундной длительности для технологических экспериментов по модификации поверхностных свойств материалов. Разработанные для этих ускорителей катоды представляют собой многоострийные сборки эмиттеров из углеродного волокна с индивидуальными резисторами для стабилизации плотности тока эмиссии.

Упрощенная схема диодов приведена на рис. 40, а на рис. 41 показан внешний вид одной из конструкций катода. Катод используется на ускорителе GESA-1 со следующими параметрами: энергия электронов – 50 – 150 кэВ, ток пучка – до 1 кА, площадь сечения пучка – до 50 см<sup>2</sup>, длительность импульсов тока – 5 – 40 мкс.



Рис. 40. Схема плоского диода с многоострийным катодом с выравниванием плотности тока эмиссии резисторами в цепях эмиттеров: *1* – основание катода, *2* – резисторы, *3* – углеродные эмиттеры (острия), *4* – катодные факелы, *5* – катодная плазма, *6* – маска для установки резисторов, *7* – фокусирующий электрод, *8* – электронный пучок, *9* – анодная сетка



Рис. 41. Внешний вид многоострийного катода ускорителя GESA-1

Особенности работы катодов на основе углеродных волокон и нитей. Катоды на основе углеродных волокон привлекают большое внимание благодаря своим уникальным возможностям работы при весьма низких средних значениях напряженности электрического поля в диоде. Интенсивная эмиссия с углеродных волокон начинается при средней напряженности электрического поля в диоде всего в несколько десятков киловольт на сантиметр. Столь необычные с точки зрения сложившегося представления о механизме взрывной эмиссии характеристики катодов из углеродных волокон явились предметом многочисленных исследований и научных споров. Выполненные к настоящему времени специально поставленные исследования показывают, что одним из возможных механизмов генерации эмитирующей плазмы у таких катодов является пробой вдоль поверхности углеродных нитей.

В качестве примера рассмотрим результаты экспериментов, специально выполненных с целью изучения работы катода с одиночным эмиттером в виде отрезка углеродного волокна, установленного на катодной ножке напротив плоского анода.



Рис. 42. Фотографии свечения плазмы в диоде с катодом в виде отрезка углеродной нити. Зазор между концом нити и плоским анодом – 3 мм, напряжение на диоде – 7 кВ, длительность импульса – 100 нс

На рис. 42 приведена последовательность кадров быстрой фотосъемки свечения плазмы в диоде, отражающая последовательность развития событий. Расстояние от углеродного острия до анода составляет 3 мм, напряжение на диоде – 7 кВ, длительность импульса – 100 нс, максимальный ток – 30 А. Из рисунка видно, что вскоре после приложения напряжения появляется свечение плазмы, причем область свечения простирается от основания углеродной нити до ее кончика, вблизи которого яркость максимальна. Начало тока на анод совпадает с моментом появления свечения. Свечение плазмы вдоль всей поверхности нити, а не только на ее конце дало основание авторам утверждать, что ответственной за эмиссию электронов является плазма поверхностного пробоя вдоль нити.

Другим серьезным аргументом в пользу поверхностного пробоя служат следующие электротехнические оценки: при токе 1А падение напряжения на углеродной нити сечением  $S = 2,8 \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup> длиной L = 5 мм, имеющей активное сопротивление  $2,46 \times 10^5$  Ом, должно составлять 246 кВ, что просто невозможно, поскольку к промежутку приложено напряжение с амплитудой всего 7 кВ. Отметим, что максимальный регистрируемый в данном эксперименте ток эмиссии достигал 30 А. Резкое увеличение проводимости вдоль нити возможно лишь в случае перекрытия ее поверхности хорошо проводящей плазмой, т.е. в результате скользящего разряда по поверхности.

Для объяснения механизма возникновения поверхностного пробоя была предложена упрощенная эквивалентная схема диода, которая показана на рис. 43.



Рис. 43. Эквивалентная электротехническая схема диода с одиночной углеродной нитью

На схеме приняты следующие обозначения:  $j_d$  – ток смещения,  $j_{FN}$  – ток автоэмиссии (ток Фаулера-Нордгейма),  $j_R$  – ток утечки

(ток проводимости); l – длина нити,  $d_{AC}$  – зазор между анодом и катодом (подложкой). С помощью этой эквивалентной схемы проводился расчет времени задержки эмиссии (т.е. времени до выполнения условий пробоя по твердой поверхности в вакууме) от скорости нарастания напряжения на диоде.



**Рис. 44.** Измеренная и рассчитанная на основе эквивалентной электротехнической схемы диода зависимость времени задержки начала эмиссии от скорости нарастания напряжения на диодном промежутке

Сравнение рассчитанных с помощью эквивалентной схемы и измеренных значений времени задержки пробоя приведено рис. 44. Хорошее согласие кривых, по мнению авторов исследований, подтверждает вывод о разряде по поверхности нити как источнике эмитирующей плазмы. Этот вывод подтверждается и деградацией эмиссионных свойств такого катода после некоторого числа (~ 10<sup>3</sup>) импульсов. Происходит это в результате удаления десорбированных на поверхности нити газов и пленок и, как следствие, затруднения пробоя по поверхности.

Такова одна из существующих на сегодня моделей работы катодов на основе углеродных нитей. Несмотря на совокупность имеющихся экспериментальных данных и достаточно убедительные доводы в пользу механизма генерации эмитирующей плазмы в результате разряда по поверхности (скользящего разряда), дискуссия на тему механизма работы катодов из углеродных нитей, тем не менее, продолжается.

Катоды на основе синтетического бархата («вельветовые» катоды). Близкими по интегральным характеристикам и механизму действия к рассмотренным выше катодам на основе углеродных волокон являются катоды с рабочей поверхностью, покрытой синтетическим бархатом. Такие катоды получили название «вельветовых» в силу принятого за рубежом названия ворсистых бархатных тканей – вельвет. Они появились в результате «интенсивных» поисков экспериментаторами материалов с «хорошей» шероховатостью поверхности, обеспечивающей высокую однородность тока эмиссии.

Конструкция «вельветовых» катодов предельно проста – на рабочей поверхности (рабочем участке) изготовленного из металла и имеющего нужную форму катода наклеена или закреплена прижимами ткань с синтетическим ворсом (бархат или «вельвет»). Приложение высокого напряжения к диодному промежутку с таким катодом вызывает появление эмитирующей катодной плазмы в результате поверхностных разрядов вдоль волокон торчащего ворса. Т.е. механизм формирования эмитирующей катодной плазмы во многом аналогичен рассмотренному выше механизму ее формирования для катодов на основе углеродных волокон.

«Вельветовые» катоды обеспечивают получение пучков электронов с относительно высокой однородностью при плотностях тока эмиссии до нескольких десятков ампер на квадратный сантиметр. Ресурс работы таких катодов ограничивается удалением «загрязнений» с поверхности синтетического ворса и, как следствие, затруднением поверхностного пробоя, что ведет к увеличению времени задержки появления эмитирующей плазмы и увеличению неоднородности ее распределения по поверхности катода.

### 1.3.3. Плазменные катоды

Термином «плазменные катоды» в технической литературе принято называть такие катоды, в которых эмитирующая электроны

плазма специально создается тем или иным контролируемым образом. Рассмотренные в предыдущем разделе взрывоэмиссионные источники электронов по своей сути, несомненно, являются плазменными катодами, поскольку электроны эмитируются в ускоряющий промежуток с поверхности катодной плазмы, образующейся при взрыве микроострий. Однако их обычно не называют плазменными. за исключением, тех случаев, когла рассматривают их свойства и физическую картину работы, а также сравнивают их характеристики с характеристиками принципиально других видов катодов (термо- или автоэмиссионных, фотокатодов). Взрывоэмиссионные катоды начинают эмитировать электроны сразу же или через некоторое время после приложения импульса напряжения к диоду. Управлять моментами появления эмиссии электронов в них невозможно, так как напряжение, возбуждающее эмиссию, является в то же время и ускоряющим. В плазменных катодах эти две функции обычно разделены, но не всегда. Поэтому деление катодов на плазменные и взрывоэмиссионные во многих случаях является условным.

**Плазменные катоды с искровым разрядом.** В качестве источников эмитирующей плазмы в сильноточных диодах исторически первым использовался искровой разряд, возбуждаемый в вакууме или газе низкого давления между катодом и вспомогательным электродом путем приложении импульса управляющего напряжения. Образование плазмы происходит при этом в парах материала электродов и десорбируемых с них веществ.

Схема одного из экспериментальных диодов с искровым источником показана на рис. 45.

При разряде конденсатора С через разрядник в промежутке между катодом l и поджигающим электродом 2 возникает пробой. При этом развивается низковольтный разряд, ток которого ограничивается резистором R<sub>1</sub>. Эмитируемые плазмой электроны ускоряются в промежутке между катодом и анодом 4.

Исследования подобных диодов показали, что при образовании в вакууме искрового канала электроны вытягиваются с малого участка поверхности, занятого этим каналом. В этом случае ток электронов составляет только небольшую долю тока канала.



Рис. 45. Схема экспериментального диода с искровым плазменным катодом: *I* – катод, *2* – поджигающий электрод, *3* – экспандер, *4* – анод, *5* – камера дрейфа, *6* – коллектор

Развитием подобных систем стали диоды, в которых для генерации катодной плазмы использовались искровые разряды в вакууме по поверхности диэлектрика. Для увеличения эффективной эмитирующей поверхности плазмы и, соответственно, получения пучка с большим током в конструкции катодного узла использовались несколько искровых источников.

Пример конструкции диода с плазменным катодом с шестью искровыми промежутками приведен на рис. 46.

Искровой разряд возбуждается по внутренней поверхности фарфоровых трубок между электродами 1 и 4. В медных электродах 1 имеются каналы, в которые помещается рабочее вещество 2(органическое стекло). Плотная плазма образуется в парах рабочего вещества, испаряющегося во время разряда, и через отверстия диаметром 4 мм в электроде 4 проникает в пространство между электродами 4 и 5. Электроны отбираются с развитой поверхности плазмы и ускоряются напряжением, приложенным между электродами 4 и 5. Выходное отверстие диаметром 35 мм в аноде закрыто сеткой с высокой прозрачностью для инжекции пучка в камеру дрейфа. При напряжении 20 кВ в таком диоде с ускоряющим промежутком 10 мм и максимальном токе в искре 2 кА получен пучок электронов с током до 1 кА при плотности тока 100 - 250 А/см<sup>2</sup>.



**Рис. 46.** Диод с плазменным катодом, формируемым искровыми разрядами по поверхности диэлектрика: *1*, *4* – электроды; *2* – диэлектрик (рабочее вещество); *3* – фарфоровые трубки; *5* – анод; *6* – коллектор электронов

Одним из наиболее сильноточных плазменных катодов с разрядом по поверхности диэлектрика является катод, используемый в инжекторе линейного индукционного ускорителя ATA – он обеспечивает получение пучка электронов с током 10 кА в импульсе длительностью около 100 нс.

Очевидным недостатком диодов с искровыми плазменными катодами является необходимость использования дополнительных источников питания для возбуждения сильноточных искровых разрядов. Этот недостаток может быть устранен при использовании для создания искры части энергии импульса ускоряющего напряжения, прикладываемого к катод-анодному промежутку диода.

Схематическое изображение конструкции катодного узла, реализующего такой подход, приведено на рис. 47. Эта конструкция была успешно испытана на сильноточном ускорителе МИФИ.

Рассмотрим ее подробнее. Внутри полого катода диаметром 60 мм из нержавеющей стали расположена линия задержки, выполненная в виде спирали в диэлектрической трубке. На одном конце этой спирали установлен диск, обращенный в сторону анода, а другой конец спирали электрически соединен с катодом. Между диском и катодом имеется кольцевой зазор величиной 1 – 1,5 мм.



Рис. 47. Эскиз конструкции катода с линией задержки: 1 – полый катод, 2 – диэлектрическая трубка, 3 – спиральная линия задержки, 4 – диск с заостренными кромками, 5 – анод (показан плоский электрод на входе в дрейфовую камеру, используемый для получения «автографа» пучка)

На катод, установленный в диоде, подается импульс ускоряющего напряжения отрицательной полярности длительностью  $T_{\rm u}$  и фронтом импульса  $t_{\rm dp}$ . При этом напряжение на диске запаздывает относительно напряжения на катоде на время, определяемое конструкцией линии задержки. В течение этого времени между диском и катодом будет существовать некоторая разность потенциалов  $\Delta U$ . При выполнении условия

$$\Delta U/d > E_{\rm np},\tag{1.19}$$

где  $E_{\rm np}$  – предельное значение напряженности электрического поля, при котором происходит пробой вакуумного промежутка, d – расстояние между диском и катодом, возникает пробой между диском и катодом. При этом энергия, накопленная в линии задержки, пойдет на образование плазмы в зазоре между диском и катодом. Размещение такого катодного узла в неоднородном магнитном поле позволяет заполнить плазмой все сечение зазора и сформировать кольцевой электронный пучок.

С помощью рассмотренного катодного узла, установленного в диоде с рабочим зазором между катодом и анодом 15 – 20 см, был получен пучок электронов с током 320 А длительностью 9,0 мкс при напряжении 270 кВ.

**Плазменные катоды с незавершенным разрядом по диэлектрику.** С.П. Бугаевым и Г.А. Месяцем были разработаны плазменные катоды с интенсивной эмиссией электронов из плазмы незавершенного разряда по диэлектрику в вакууме, когда в промежутке еще не успел образоваться разрядный канал. Работа таких катодов не зависит от ускоряющего напряжения. Принцип действия катодов поясняет рис. 48.

Основным элементом катода является диск из титаната бария (BaTiO<sub>3</sub>). С одной стороны к диску прижата металлическая игла или сетка, а на другую сторону нанесен контактный слой серебра. Разряд возникает между слоем и иглой при подаче импульсного напряжения U<sub>p</sub>, превышающего некоторое пороговое значение. Благодаря высокой диэлектрической проницаемости титаната бария ( $\epsilon > 10^3$ ) напряжение зажигания разряда может составлять несколько сот вольт. Установлено, что при отрицательной полярности острия разряд возникает при испарении диэлектрика под действием бомбардировки электронами, эмитированными острием за счет автоэмиссии. Увеличение при этом тока приводит к взрыву острия. Плазма разряда создается в парах разрушенного поверхностного слоя диэлектрика. После зажигания разряда плазма распространяется по поверхности диэлектрика. Одновременно с движением плазмы по диэлектрику происходит ее распространение в промежутке перпендикулярно поверхности диэлектрика со скоростью 2х10<sup>4</sup> м/с. Расширяющаяся плазма является эффективным эмиттером электронов, которые извлекаются и ускоряются с помощью положительного относительно иглы анода. Начало эмиссии с точностью до 10<sup>-9</sup> с совпадает с моментом возникновения плазмы у острия. Извлеченный из плазмы ток возрастает с увеличением напряжения U<sub>n</sub>, что объясняется увеличением поверхности плазмы, эмитирующей электроны.

Рис. 48. Схема диода с плазменным катодом на основе незавершенного разряда по поверхности диэлектрика: 1 – металлический контактный слой (подложка), 2 – диск из диэлектрика с большим значением  $\varepsilon$ , 3 – металлическая игла, 4 – анод с коллектором электронов



Использование вместо прижатого к диэлектрику острия мелкоструктурной сетки позволяет одновременно создать большое количество эмитирующих центров за счет разрядов по поверхности диэлектрика в точках касания его сеткой и разрядов между сеткой и диэлектриком там, где касание отсутствует. При этом шунтирование отдельных разрядов предотвращается из-за замыкания тока каждого разряда тока смещения через емкость диэлектрика. В результате независимого действия отдельных разрядов возможно образование в течение малого времени порядка 10<sup>-9</sup> с большой эмитирующей плазменной поверхности.

На рис. 49 приведена схема плазменного катода, в котором большое количество эмитирующих центров создается при разряде в вакууме между металлической сеткой и диэлектриком. Сетка расположена на диэлектрической подложке, изготовленной из титаната бария, противоположная сторона которой металлизирована.



**Рис. 49.** Диод с управляемым плазменным катодом (*a*), эквивалентная электрическая схема замещения катода (*б*): *1* – анод, *2* – катодная сетка, *3* – диэлектрик, *4* – держатель диэлектрика, *5* – пусковой электрод катода

Электрическая схема замещения источника показана на рис. 49, б. В ней можно выделить следующие основные элементы: С<sub>1</sub> – емкости элементов поверхности диэлектрика относительно нижней обкладки, С<sub>2</sub> – емкости этих элементов друг относительно друга и С<sub>3</sub> – емкости элементов поверхности относительно сетки. Из-за большой величины є диэлектрика емкости С<sub>2</sub> и С<sub>3</sub> меньше С<sub>1</sub>, поэтому при приложении импульсного напряжения между подложкой и сеткой практически все напряжение будет приложено к емкостям С<sub>2</sub> и С<sub>3</sub>. Вследствие этого происходит разряд по поверхности диэлектрика там, где он касается сетки, а там, где не касается, возможен пробой промежутка сетка – диэлектрик. В последнем случае из-за наличия большой тангенциальной составляющей напряженности поля на диэлектрике разряд по поверхности все равно начнет развиваться. Из-за большого поверхностного сопротивления диэлектрика развитие отдельных разрядов происходит независимо, вследствие чего можно в течение короткого времени покрыть плазмой большую поверхность катода.

На основе рассмотренных управляемых катодов с разрядом по диэлектрику из  $BaTiO_3$  был создан ряд сильноточных диодов с токами пучка электронов от единиц до нескольких десятков килоампер. В частности, пучок электронов с током 10 кА был получен в диоде с диэлектрическим покрытым сеткой катодом диаметром 40 мм при напряжении 500 кВ и длительности импульса 25 нс.

Рассмотренные типы катодов с контролируемым формированием эмитирующей плазмы обладают рядом несомненных достоинств. Во-первых, возможность управления моментом появления плазмы позволяет регулировать в широком интервале величину тока электронов в диоде путем сдвига импульсов управляющего и ускоряющего напряжений. Во-вторых, в диоде с управляемым источником эмиссии, если он используется в ускорителе электронов, в принципе возможно совмещение роли источника электронов и быстродействующего коммутирующего элемента. И, наконец, в-третьих, такие диоды позволяют получать электронные пучки большей длительности со стабильными во времени параметрами и более однородными по сечению.

**Плазменные катоды на основе разрядов низкого давления.** Исследования режимов горения импульсных разрядов низкого давления с полым анодом и свойств генерируемой ими плазмы привели к разработке ряда эффективных электронных источников с сетчатыми плазменными эмиттерами для научных исследований и технологических целей. Эти источники обладают рядом принципиальных преимуществ перед источниками с взрывными или термоэмиссионными катодами: обеспечивают высокие плотности тока эмиссии и высокую энергетическую эффективность, имеют малое время готовности, надежны и долговечны в работе. От источников на основе взрывоэмиссионных катодов их выгодно отличают высокая стабильность и воспроизводимость импульсов тока, однородная плотность тока эмиссии, больший срок службы, некритичность к параметрам источников питания, широкий диапазон перестройки по энергии, току и длительности импульсов ускоренных электронов.

Разработанные на их основе диоды можно условно разделить на две группы: диоды, генерирующие низкоэнергетичные (до 30 кэВ) и высокоэнергетичные (свыше 100 кэВ) электронные пучки.

Первые из них, как правило, представляют собой газонаполненные или плазмонаполненные диоды, поскольку такие диоды позволяют получать пучки со значительно большими токами, чем вакуумные. Ускорение электронов в таких диодах происходит в двойном слое (слое пространственного заряда), образующемся при определенных условиях между катодом и анодной плазмой вблизи эмитирующей поверхности катода.

В условиях газонаполненного диода извлеченные из катодной плазмы электроны эффективно ионизируют газ, создавая в области ускоряющего электрода и коллектора плотную анодную плазму. Плазма приобретает потенциал, близкий к потенциалу анода, и между сеточным эмиссионным электродом и этой плазмой образуется слой пространственного заряда, в котором ускоряются электроны. Первеанс плазмонаполненного промежутка превышает первеанс вакуумного вследствие компенсации отрицательного заряда ионами, поступающими из образованного в газе плазменного канала.

В последние годы был разработан ряд сильноточных ускорителей для получения интенсивных электронных пучков большого сечения, в которых используются плазменно-эмиссионные структуры на основе дуговых разрядов низкого давления с расширенной анодной областью. В основу конструкции этих ускорителей было положено несколько принципов, определяющих их высокую энергетическую эффективность, широкий диапазон независимой регулировки основных параметров, надежность, долговечность и удобства в эксплуатации:

• генерация эмитирующей электроны плазмы осуществляется дуговыми разрядами низкого давления с полым анодом большого размера, что позволяет создавать плазменные поверхности площадью до нескольких тысяч квадратных сантиметров с высокой (± 10 %) однородностью плазмы высокой плотности при малых (≈ 100 Вт) энергетических затратах на ее получение;

• формирование конфигурации и стабилизация плазменной эмиссионной поверхности осуществляются в плазменном эмиттере с помощью мелкоструктурной (площадь ячейки 0,1 – 1 мм<sup>2</sup>) металлической сетки, через ячейки которой происходит извлечение электронов в ускоряющий промежуток с током эмиссии, близким к току дугового разряда;

• извлечение электронов из плазмы и их ускорение осуществляются под действием высокого (> 100 кВ) напряжения в диодном промежутке (сетчатый плазменный эмиттер – ускоряющий электрод), длина которого выбирается из условий обеспечения его электрической прочности при соблюдении режима сеточной стабилизации плазменной поверхности;

• для модуляции тока пучка может быть использовано импульсное горение дугового разряда в электродной системе плазменного эмиттера при постоянном ускоряющем напряжении, что обеспечивает высокий (до 90 %) коэффициент полезного действия ускорителя и моноэнергетичность пучка, а также малое время готовности ускорителя к работе;

• сетчатые плазменные эмиттеры на основе дуг с холодными катодами, используемые в ускорителях, некритичны к вакуумным условиям и устойчивы к воздействию атмосферы при случайной разгерметизации вакуумной системы.

На рис. 50 показана упрощенная схема конструкции планарного диодного ускорителя электронов с сетчатым плазменным эмиттером, разработанного для возбуждения газовых лазеров высокого давления и проведения экспериментов по радиационно-стимулированной полимеризации полиэфирных лаков.



Рис. 50. Конструкция планарного диода с сетчатым плазменным эмиттером: 1 – вакуумная камера; 2 – проходной изолятор; 3 – плазменный эмиттер; 4 – диэлектрическое основание; 5 – катод; 6 – поджигающий электрод; 7 – эмиссионное окно; 8 – высоковольтный кабель; 9 – корпус узла ввода; 10 – выпускное окно

В вакуумной камере диаметром 80 см и длиной 130 см на проходном изоляторе 2 закреплен сетчатый плазменный эмиттер 3. Плазменный эмиттер представляет собой полый полуцилиндр из нержавеющей стали диаметром 30 см и длиной 80 см, на торцах которого закреплены два плазменных источника на основе дуги низкого давления с инициированием катодного пятна разрядом по поверхности диэлектрика. Внутренняя поверхность полуцилиндра играет роль общего полого анода для двух источников плазмы. Источник плазмы состоит из диэлектрического основания 4, на котором закреплены катод 5 из сплава Си, W, Ni и LaB<sub>6</sub>, и поджигающий электрод 6, разделенные коаксиальным зазором в 1 мм. На боковой стороне плазменного эмиттера имеется эмиссионное окно 7 размерами 15х60 см, затянутое сеткой с ячейками 0, 5х0,5 мм и геометрической прозрачностью 60 %. Подвод электрического питания к плазменному эмиттеру осуществляется многожильным высоковольтным кабелем 8, помещенным, как и изолятор 2, в сосуд со сжатым газом 9. Вывод электронного пучка в атмосферу или в газ повышенного давления производится через выпускное окно 10 размерами 15х60 см, перекрытое фольгой из алюминий-бериллиевого композита АБ-50 толщиной 40 мкм. Фольга уложена на водоохлаждаемую опорную структуру с геометрической прозрачностью 60 %.

Использование двух плазменных источников, оси которых перпендикулярны направлению извлечения электронов, связано с выполнением требований по обеспечению высокой равномерности распределения плотности тока по сечению пучка. Для этих же целей использованы дополнительные сетки площадью 15х15 см<sup>2</sup> с размерами ячеек 1.6x1.6 мм, которые уложены на основную сетку в областях повышенной эмиссии электронов – на краях эмиссионного окна. В результате частичной экранировки провисающего через ячейки сеток электрического поля из ускоряющего промежутка максимум плотности эмиссионного тока достигается в центральной части плазменного эмиттера при сохранении общего тока пучка и эффективности извлечения электронов. С использованием дополнительных сеток при длительности импульсов 5 и 100 мкс однородность распределения плотности тока, измеренная непосредственно за фольгой выпускного окна на площади 15х60 см<sup>2</sup>, отличается от ее среднего значения не более чем на  $\pm 10$  и  $\pm 5$  % соответственно.

Ускоритель обладает возможностями независимого изменения в широких пределах энергии ускоренных электронов, амплитуды, длительности и частоты следования импульсов тока пучка.

Таким образом, диод с сетчатым плазменным эмиттером является удобным и эффективным источником электронных пучков, в частности, для накачки газовых лазеров высокого давления при больших длительностях и частотах повторения импульсов тока пучка.

#### Контрольные вопросы

1. Оцените изменение геометрии плоского диода в течение импульса длительностью 100 нс в результате разлета катодной и

анодной плазмы в осевом и радиальном направлениях. Диаметр катодного электрода 40 мм, анод-катодного промежутка 12 мм.

2. Как сказывается индуктивность узла вакуумного ввода напряжения в диод на форме импульса тока пучка при наличии временной задержки начала интенсивной эмиссии частиц?

3. Оцените значение индуктивности узла ввода с цилиндрическим секционированным изолятором, геометрия и размеры которого показаны на рис. 9.

4. Оцените значение индуктивности узла ввода напряжения в диод с дисковым изолятором, схема которого приведена на рис. 25, а размеры даны в описании этого изолятора.

5. Найдите оптимальный угол заделки в тройной точке для изолятора из полиэтилена (ε = 2).

6. Оцените эффект усиления электрического поля на кромке острия с радиусом 1 мкм, отстоящего от катодной поверхности на расстоянии 10 мкм. Длины анод-катодного промежутка 1 см, напряжение на промежутке 1 МВ.

7. Какие углеродные материалы используются в конструкциях катодных узлов сильноточных диодов?

8. Какой предполагаемый состав катодной плазмы образуется в катод-анодном промежутке для металлодиэлектрических катодов?

9. Каковы достоинства и недостатки многоострийных катодов из металлических и углеродных материалов?

10. Оцените сопротивление дополнительных резисторов в цепи эмиттеров многоострийных катодов со стабилизированным распределением плотности тока.

11. Какие современные материалы могут быть использованы в конструкции «вельветовых катодов»?

## 2. МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ УСТРОЙСТВ МОЩНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ

# 2.1. Экспериментальные методы исследований процессов импульсных электрофизических установок

Разработка экспериментальных измерительных систем для изучения быстропротекающих процессов предполагает решение широкого круга вопросов, которые связаны, прежде всего, с определением основных параметров изучаемого процесса, выбором соответствующих методов исследований, обеспечивающих получение достоверных экспериментальных результатов и не оказывающих обратного воздействия на динамику исследуемых процессов, адаптации режимов работы регистрирующего оборудования к условиям проведения экспериментов.

В настоящее время разработан широкий спектр диагностических методов, позволяющих проводить измерения различных параметров быстропротекающих процессов и обладающих специфическими возможностями. В основе работы диагностических систем лежат различные физические принципы, в них используются разнообразное регистрирующее оборудование и измерительные преобразователи. В большинстве случаев при исследованиях быстропротекающих процессов требуется проведение одновременных измерений многих параметров, что предусматривает создание единого измерительного комплекса, включающего в себя несколько независимых измерительных каналов, работа которых синхронизована во времени.

В экспериментальную практику широко внедряются информационно-измерительные комплексы на компьютерной основе, позволяющие автоматизировать процесс сбора и обработки экспериментальной информации, а также управлять рабочими режимами регистрирующей аппаратуры и т.д. Среди широко используемых методов исследования быстропротекающих процессов следует выделить следующие: фотографические методы; методы спектроскопической диагностики; теневые и интерферометрические методы оптического зондирования; метод рентгеноимпульсных исследований; измерение давлений и импульсов; осциллографирование электрических сигналов измерительных датчиков и измерение интервалов времени и т.д.

Высокоскоростные фотографические методы достаточно эффективны при исследованиях быстропротекающих процессов, сопровождающихся интенсивным излучением в оптическом диапазоне, продолжительность которых измеряется малыми промежутками времени (детонация взрывчатых веществ и газовых смесей, импульсные электрические разряды). Для исследований применяют различные методы регистрации, такие, как щелевая фоторазвертка (фотохронограф), покадровая съемка, стереоскопическая фотография и др., позволяющие изучать динамику движения различных элементов исследуемого объекта, его границ и областей.

Щелевая фоторазвертка формирует картину развития явления во времени по какому-либо одному выбранному направлению. В этом случае на фотоматериале образуется изображение узкой области исследуемого объекта, которое в процессе регистрации с большой скоростью перемещается по поверхности материала в направлении, перпендикулярном к щели. При этом на фотограмме фиксируется диаграмма «путь-время», отображающая динамику движения границ и фронтов объекта вдоль щели. Полученных таким образом результатов оказывается вполне достаточно при исследованиях симметрично развивающихся явлений или при изучении движения фронтов в каком-либо определенном сечении. Максимальная скорость развертки изображения по экрану регистратора, реализуемая в электронно-оптических хронографических камерах, превышает  $10^6$  м/с, при этом обеспечивается временное разрешение на уровне  $10^{-11} - 10^{-10}$  с и менее.

Многие быстропротекающие физические процессы развиваются пространственно несимметрично и представляют собой взаимодействие отдельных элементов процесса. Для их изучения целесообразно иметь серию отдельных фотоснимков всего процесса в целом, полученных при высокой частоте фотографирования. Отдельные фотоснимки позволяют изучить изменение во времени структуры явления, механизм его развития, резкие температурные изменения в различных частях явления и другие особенности его протекания. Максимальная частота съемки, реализуемая в камерах с электронно-оптическими преобразователями, может составлять порядка 10<sup>9</sup> кадров/с и более.

Стереоскопическая высокоскоростная фотография предполагает одновременную съемку процесса в двух различных направлениях, при этом формируются два снимка, составляющие стереопару. Стереофотография дает возможность получить изменяющуюся во времени пространственную картину изучаемого явления, визуализировать отдельные элементы явления в трех пространственных координатах и измерить их скоростные характеристики.

Методы спектроскопической диагностики свойств физических явлений основаны на измерениях спектральной интенсивности их излучения. В ходе исследований изучаются интенсивность непрерывного спектра (континуума), форма и интенсивность отдельных спектральных линий, что дает возможность изучения состава, температуры, электронной плотности плазменных объектов, концентрации примесей и т.д. При этом требуется построение теоретической модели плазмы, в рамках которой производится обработка полученных экспериментальных результатов. Существуют два основных типа спектральных приборов с разверткой спектральной картины во времени: приборы с щелевой разверткой (спектрофотохронографы) и приборы с покадровой съемкой спектров. В качестве диспергирующих элементов, раскладывающих исследуемый поток излучения в спектр, используются дифракционные решетки и оптические призмы.

Методы теневых и интерферометрических исследований используются для изучения возмущений в оптически прозрачных веществах (газообразных, жидкостных и твердотельных), вызываемых искровыми разрядами, взрывами, течениями и т.д.; для наблюдения ударных волн и волн сжатия; для изучения обтекания тел в аэродинамических и гидродинамических трубах и т.п. Данные методы основаны на регистрации изменений показателя преломления в различных участках исследуемого объекта с последующим вычислением плотностей, давления, температуры и других параметров, характеризующих состояние вещества.

Диагностические системы, принцип работы которых основан на использовании зондирующего излучения, различаются по своей структуре и характеристикам. Выбор схемы проведения эксперимента и типа используемого оборудования определяется конкретными условиями и требованиями исследований. В то же время при всем разнообразии систем в каждой из них можно выделить три основные части: источник излучения, формирующую оптику, фоторегистратор. В теневых диагностических системах оптически прозрачный объект с фазовыми неоднородностями облучается с помощью внешнего источника оптического излучения. В результате вариаций показателя преломления или толщины объекта световые лучи, проходящие через его различные участки, отклоняются на разные углы, что приводит к перераспределению освещенности на экране регистратора и формированию теневой картины, которая наглядно отображает структуру объекта. В настоящее время разработаны различные схемы организации теневых исследований, в которых применяются оптические системы с различной структурой, а в качестве источников зондирующего излучения используются лазерные системы, точечные искровые источники либо лампы вспышки. Наиболее простой схемой является прямотеневой метод (метод светящейся точки), в котором исследуемый объект располагается между точечным источником излучения и экраном фоторегистратора и зондируется расходящимся потоком излучения.

Интерферометрические исследования являются наиболее точными оптическими методами исследования фазовых неоднородностей плазменных объектов. К числу различных интерферометрических схем с визуализацией поля наиболее распространенными являются двухлучевые интерферометры Майкельсона, Маха – Цандера. В этих типах приборов осуществляется амплитудное деление исходного пучка оптического излучения на два когерентных, распространяющиеся в разделенных в пространстве плечах. Затем световые пучки совмещаются и образуют на экране регистратора интерферометрическую картину. Пространственная частота полос интерферометрической картины определяется углом между пучками и длиной волны излучения.

При введении в одно из плеч интерферометра исследуемого объекта возникает добавочный фазовый сдвиг между интерферирующими пучками, что вызывает смещение интерференционных

полос исходной картины. По смещению можно определить величину фазового сдвига и соответствующее изменение показателя преломления в плазменном объекте. Дальнейшая математическая обработка полученных интерференционных картин ведется с учетом закономерностей, определяющих оптические свойства плазмы. В плазме, обладающей высокой степенью ионизации, показатель преломления определяется главным образом влиянием электронного компонента, что позволяет в данном случае по возмущению интерференционной картины определять электронную концентрацию. Для определения параметров плазменных образований, характеризующихся низкой степенью ионизации, в которых возрастает влияние на показатель преломления неэлектронных компонентов, требуется проведение интерферометрических исследований с использованием излучений нескольких длин волн.

Для исследований оптически непрозрачных объектов широко используются *импульсные методы рентгеновского зондирования*. Рентгеновское излучение оказывается необходимым при изучении плотных плазменных образований, поскольку возможности их зондирования с помощью излучения оптического диапазона ограничены влиянием рефракции излучения при наклонном падении луча относительно градиента плотности. Наиболее простой и в то же время достаточно информативной является теневая схема экспериментов с использованием точечных источников импульсного рентгеновского излучения.

Важным этапом в развитии импульсной рентгенотехники явилось создание генераторов мощных рентгеновских импульсов наносекундной длительности, позволивших существенно уменьшить габариты излучателей. В настоящее время продолжаются исследования, направленные на сокращение длительностей импульса и увеличение мощности излучения, что расширит диапазон практических применений. Разработаны синхронизируемые рентгеновские источники, имеющие область излучения с размерами порядка миллиметра, которые позволяют проводить исследования с высоким пространственным и временным разрешением. В большинстве аппаратов применяются рентгеновские трубки, работа которых основана на использовании автоэлектронной эмиссии и формировании потока электронов в начальной фазе импульсного электрического пробоя в вакууме. Регистрация импульсов рентгеновского излучения проводится с использованием фотографических, сцинтилляционных материалов, а также с помощью полупроводниковых приборов. В настоящее время в экспериментальной практике применяются различные типы детекторов, чувствительных к рентгеновской области спектра: специальные фотоэмульсии; сцинтилляционные, термолюминесцентные, полупроводниковые и др. детекторы; приборы с зарядовой связью; рентгеновские электроннооптические преобразователи. Детекторы обладают определенными свойствами и особенностями, что связано с различием процессов, протекающих в них под действием рентгеновского излучения.

В основу различных *методов регистрации импульсных давлений* положено использование пьезоэлектрических датчиков, которые позволяют исследовать временное изменение давления в отдельных точках быстропротекающего физического явления. Чувствительным элементом датчиков служит пьезоэлектрический кристалл, на противоположных гранях которого под воздействием давления возникает поверхностный заряд. Плотность заряда пропорциональна воздействующей силе и может быть определена по напряжению, возникающему на электрической емкости датчика. По известной пьезоэлектрической константе (коэффициент пропорциональности между силой и плотностью заряда) вычисляется величина воздействующего давления. Конструктивные особенности датчиков определяются конкретными условиями их эксплуатации.

Для создания корректных условий проведения эксперимента, обеспечивающих получение достоверных результатов, требуется рассмотрение целого комплекса вопросов, связанных с конструктивным исполнением датчика, его электромагнитной экранировкой, разработкой усилительных и согласующих устройств и т.д.

### 2.2. Системы регистрации импульсных потоков оптического излучения

### 2.2.1. Дискретные (одноэлементные) импульсные фотоприемники

**Приемники оптического излучения** предназначены для обнаружения и измерения электромагнитного излучения оптического диапазона и преобразования его в электромагнитную энергию (электрический сигнал). Принцип действия этих приемников основан на преобразовании энергии излучения в другие его виды.

Спектр электромагнитного излучения разделяют на основные области: излучение высоких энергий и частот (рентгеновское излучение); радиоволны длиной от миллиметров до сотен метров; промежуточная оптическая область, состоящая из инфракрасного, видимого и ультрафиолетового участков спектра. Оптический спектр излучения занимает диапазон 10<sup>-2</sup> – 10<sup>3</sup> мкм. Ультрафиолетовый спектр излучения характеризуется длинами волн 10<sup>-2</sup> – 0,4 мкм, видимый спектр 0,4-0,76 мкм, инфракрасный спектр 0,76-10<sup>3</sup> мкм. В ультрафиолетовом диапазоне спектра выделяют наиболее коротковолновую его часть – вакуумный ультрафиолет (λ < 0,2 мкм). Излучение этого спектрального диапазона поглощается атмосферой, поэтому работать с ним можно только в вакууме. Инфракрасный спектр излучения подразделяют на три части: близкий (0,76 – 1,5 мкм), средний (1,5 – 5,6 мкм) и далекий (5,6 – 10<sup>3</sup> мкм). Далекий инфракрасный спектр излучения перекрывается миллиметровым радиодиапазоном, далекий вакуумный ультрафиолет – рентгеновским излучением.

Энергия фотона излучения с длиной волны λ определяется выражением:

$$W = hv = hc / \lambda = 1236 / \lambda , \qquad (2.1)$$

где W – энергия фотона, эВ; h – постоянная планка, Дж·с; v – частота излучения, Гц; c – скорость света, см/с;  $\lambda$  – длина волны, нм. При расчетах, например, квантового выхода фотокатодов, скорости генерации носителей заряда в полупроводниках необходимо знать количество фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени. При известной плотности потока монохроматического излучения  $\Phi_{\lambda}$  количество фотонов N, падающих на единицу поверхности (см<sup>2</sup>) в единицу времени, определяется соотношением:

$$N = \Phi_{\lambda} / W = \Phi_{\lambda} / hv = 5,035 \cdot 10^{12} \lambda \Phi_{\lambda}, \qquad (2.2)$$

где  $\lambda$  измеряется в нм,  $\Phi_{\lambda}$  – в мВт/см<sup>2</sup>.

Источники излучения оптического диапазона по принципу действия и спектру излучения можно подразделить на четыре группы.

*Тепловые источники* излучения, в которых тепловая энергия непосредственно превращается в лучистую. Эти источники имеют
непрерывный спектр излучения, форма которого определяется материалом и температурой нагретого тела. Идеальным тепловым излучателем является абсолютно черное тело. На практике в качестве теплового излучателя наибольшее распространение получила лампа с вольфрамовой нитью накаливания.

Электролюминесцентные источники излучения генерируют излучение вследствие люминесценции, возникающей при прохождении электрического тока через газ или пары металла. Их спектр излучения, как правило, линейчатый. К этим источникам относятся различные газоразрядные лампы – цезиевые, ртутные, криптоноксеноновые, импульсные с инертным газом и т. д.

Источники смешанного излучения, в которых одновременно наблюдается излучение электролюминесцентного и теплового источников. К ним относятся, например, ртутные лампы высокого давления, электрические дуговые лампы.

*Квантово-механические источники (лазеры)* генерируют излучение за счет высвобождения энергии системы возбужденных атомов и молекул, индуцированное внешним электромагнитным полем. Испускаемое излучение является когерентным и отличается высокой степенью монохроматичности.

Для генерации излучения на небольшом участке вакуумного ультрафиолета ( $\lambda = 200 - 100$  нм) используют искровой разряд. В области ближнего ультрафиолета ( $\lambda = 400 - 220$  нм) возможно применение, например, ртутных кварцевых ламп, в излучении которых содержится большое число спектральных линий, в видимой части спектра – лампы накаливания и ламп вспышки.

Приемники оптического излучения в зависимости от характера происходящего в них поглощения подразделяют на две группы: тепловые и фотоэлектронные (фотоэлектрические). В тепловых приемниках излучения при взаимодействии излучения с веществом увеличивается температура чувствительного элемента и изменяются его физические свойства. У фотоэлектронных приборов поглощение веществом отдельных фотонов излучения приводит к образованию, например, возбужденных электронов и к переводу их на более высокие энергетические уровни.

Наибольшее распространение среди тепловых приемников излучения получили индикаторы, у которых изменяются электрические свойства чувствительного элемента, к ним относятся, например, терморезисторы. Тепловые приемники являются неселективными, поскольку все поглощенное ими излучение преобразуется в тепловую энергию. Они позволяют измерять лучистые потоки в далекой инфракрасной области у границы оптического диапазона. Тепловые приемники представляют собой более инерционные приборы по сравнению с фотоэлектронными приемниками, что ограничивает возможности их использования при изучении коротких импульсов излучения оптического диапазона.

В основе действия приемников излучения другого класса лежит фотоэлектрический эффект – процесс полного или частичного освобождения заряженных частиц в веществе в результате поглощения фотонов. Переходы электронов, совершаемые в результате поглощения фотонов излучения оптического диапазона, называются оптическими переходами, а поглощение излучения этой области – оптическим поглощением. Оптическому диапазону электромагнитного излучения соответствуют энергии фотонов от сотых долей до несколько десятков электрон-вольт. Фотоэлектронные приемники являются селективными – они реагируют только на поглощенные фотоны излучения, энергия которых превышает определенную минимальную величину.

Если в результате оптического поглощения возбужденный электрон окажется вблизи поверхности на достаточно высоком энергетическом уровне, чтобы преодолеть потенциальный барьер на границе поверхности тела с вакуумом, то такой электрон может покинуть вещество и выйти в вакуум. Подобное явление называют внешним фотоэффектом или фотоэлектронной эмиссией. Внешний фотоэффект может наблюдаться при облучении металлических, полупроводниковых и диэлектрических поверхностей. Фотоэлектронная эмиссия используется в вакуумных и газонаполненных фотоэлементах, фотоэлектронных умножителях, электронно-оптических преобразователях.

Процесс частичного освобождения носителей заряда без выхода их за пределы облучаемого тела или перераспределения этих носителей по энергетическим уровням в результате поглощения электромагнитного излучения называется внутренним фотоэффектом. Внутренний фотоэффект присущ полупроводникам и диэлектрикам. В металлах внутренний фотоэффект не наблюдается, поскольку в них излучение поглощается электронами проводимости, и приобретенная ими энергия мгновенно расходуется при столкновении с другими электронами проводимости. Одним из проявлений внутреннего фотоэффекта является изменение электрического сопротивления полупроводника под действием оптического излучения (эффект фотопроводимости). Если в результате поглощения фотонов образуется пара неравновесных носителей заряда – электрон и дырка, то такой процесс носит название собственной фотопроводимости. Фотопроводимость полупроводника, обусловленная ионизацией атомов донорной или акцепторной примеси, возникающей под действием оптического излучения, является примесной фотопроводимостью. Фотоэлектрические полупроводниковые приемники излучения, основанные на фотопроводимости, называют фоторезисторами. Фоторезисторы не обладают вентильными свойствами и пропускают ток одинаково во всех направлениях.

Другим проявлением внутреннего фотоэффекта является так называемый фотогальванический эффект – образование фотоЭДС в неоднородных полупроводниковых структурах, происходящее в результате разделения фотовозбужденных носителей заряда за счет действия внутреннего локального электрического поля. Фотогальванический приемник, имеющий структуру полупроводникового диода, называют фотодиодом. Фотодиоды в зависимости от назначения могут работать с внешним источником напряжения – фотодиодный режим и без источника напряжения – фотогальванический режим. Существуют фотоприемники, в которых фотогальванический эффект совмещен с различными принципами внутреннего усиления фототока (фототранзистор, фототиристоры и другие приборы).

Среди основных параметров фотоприемников, определяющих условия их эксплуатации и выходные характеристики приборов, можно особо выделить: чувствительность, квантовый выход, постоянную времени (быстродействие), темновой ток, пороговый поток, уровень собственных шумов, электрическое сопротивление и др.

*Чувствительность*. В общем случае чувствительность фотоприемника определяется отношением величины электрического сигнала на выходе к единице падающего потока излучения на входе. Так как фотоэлектронные приборы являются селективными приемниками и работают в широком диапазоне электромагнитного излучения, то при определении чувствительности оговаривают качество излучения. Вводят термины интегральной  $S_{uhr}$  и монохроматической  $S_{\lambda}$  чувствительности. Под монохроматической чувствительностью подразумевают чувствительность фотоприемника к монохроматическому потоку излучения  $\Phi_{\lambda}$ . Интегральную чувствительность  $S_{uhr}$  определяют как чувствительность фотоприемника к немонохроматическому излучению заданного спектрального состава. Интегральную чувствительность выпускаемых промышленностью фотоприемников измеряют по отношению к излучению эталонных источников. Для фотоприемников, чувствительных в видимой области спектра, измерение интегральной чувствительности чаще всего производят с источником типа A (газонаполненная лампа накаливания с вольфрамовой нитью и цветовой температурой  $T = 2856 \pm 10$  K).

На практике в зависимости от измеряемой электрической величины пользуются понятиями токовой  $S_I$  или вольтовой  $S_U$  чувствительности. Вольтовая чувствительность (чувствительность по напряжению) характеризует чувствительность фотоприемника в конкретной схеме его включения. Для ее определения проводят измерение напряжения фотосигнала  $U_{\rm H}$  с нагрузки (В) при известном потоке излучения Ф (Вт, лм):

$$S_{U \text{ инт}} = U_{\text{H}} / \Phi . \tag{2.3}$$

Токовая чувствительность может определяться как в рабочем режиме прибора, так и в условиях измерения собственных параметров, т.е. без нагрузки. В последнем случае токовая чувствительность, являясь собственным параметром фотоприемника, характеризует непосредственно его качество. Параметры токовой или вольтовой чувствительности, измеренные в реальной схеме, находятся в прямой зависимости от токовой чувствительности фотоприемника.

В зависимости от способа определения чувствительности различают статическую и дифференциальную чувствительности, которые совпадают в случае линейной зависимости между входным и выходным сигналами. Статическую токовую чувствительность  $S_{I \text{ ст}}$  определяют как отношение постоянных значений измеряемых ве-

личин, дифференциальную чувствительность *S*<sub>*I*д</sub> – как отношение малых приращений измеряемых величин:

$$S_{I \text{ cr}} = I_{\Phi} / \Phi , \qquad (2.4)$$

$$S_{I_{\pi}} = \Delta I_{\Phi} / \Delta \Phi \,. \tag{2.5}$$

Квантовый выход (квантовая эффективность). Большое значение для характеристики фотоэлектрических свойств фоточувствительного слоя приемника имеет его квантовый выход Y, который определяется количеством электронов n, эмитированных под действием падающих фотонов N монохроматического излучения:

$$Y = \frac{n}{N} = \frac{I_{\lambda} / e}{\Phi_{\lambda} / h\nu} = S_{\lambda} \frac{hc}{e\lambda} \approx 1236 \frac{S_{\lambda}}{\lambda}, \qquad (2.6)$$

$$S_{\lambda} \approx 0,807 \cdot 10^{-3} Y \lambda \,, \tag{2.7}$$

где  $I_{\lambda}$  – ток, А; e – заряд электрона, Кл;  $S_{\lambda}$  – монохроматическая чувствительность, А/Вт;  $\lambda$  – длина волны, нм.

Шумы. Минимальный поток излучения, который может быть обнаружен фотоприемником, ограничивается шумами. В отсутствие шума можно измерить сколь угодно малые потоки излучения с беспредельной точностью. Однако на выходе фотоприемника всегда имеется хаотический сигнал со случайными амплитудой и частотой (даже в отсутствие сигнала на входе), обусловленный дискретностью большинства физических процессов, преобразуемых в фотоприемниках. Например, электрический ток в цепи фотоэлемента представляет собой поток электронов, каждый из которых несет дискретный электрический заряд. Колебания в скорости, с которой электроны покидают фотокатод и достигают анода, воспринимаются как флуктуации тока или напряжения и являются одной из причин шума. Поскольку шумы определяются случайными процессами, то для определения вероятных значений амплитуды шумов используются статистические методы. Величину флуктуации принято оценивать дисперсией  $v^2$ , т. е. средним значением квадрата отклонения случайной величины v от ее среднего значения  $V_0$  за временной интервал  $\tau$ , протяженность которого значительно больше периода флуктуации:

$$\overline{v^2} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (v - V_0)^2 dt \,.$$
(2.8)

Среднеквадратичные значения флуктуации напряжения на нагрузке в цепи фотоприемника и тока фотоприемника в указанной полосе частот определяют соответственно шумы напряжения и тока и являются параметрами фотоприемников. Шумы, появляющиеся в системах с фотоприемниками, зависят не только от свойств фотоприемников, но и от условий их работы. Шумы можно подразделить на три группы: собственные (внутренние) шумы фотоприемников; шумы электрической схемы; радиационный (фотонный) шум (шум из-за флуктуации излучения). Различают также внешние и внутренние шумы, принципиально устраняемые и неустраняемые. Внешние шумы, возникающие, например, за счет наводок от посторонних полей, колебаний напряжения питания и вибраций, принципиально устранимы. В то же время радиационные шумы являются внешними неустраняемыми шумами.

Пороговый поток (минимально регистрируемая мощность излучения). В фотоприемниках, предназначенных для обнаружения слабых потоков излучения, одним из определяющих параметров является пороговый поток. Пороговым потоком называется минимальный поток излучения на входе фотоприемника, который создает на выходе электрический сигнал  $U_{\rm H}$ , равный по величине среднеквадратичному значению напряжения шума (отношение сигнал/шум принимается равным единице):  $U_{\rm H} = \sqrt{U_{\rm m}^2}$ . Таким образом, шумы датчика оптического излучения являются критическим параметром, влияющим на минимальный регистрируемый поток излучения  $\Phi_{\rm n}$ , при этом, чем меньше по абсолютной величине не пороговый поток, тем лучше качество прибора. Величину, обратную пороговому потоку, называют обнаружительной способностью  $D = 1/\Phi_{\rm n}$ .

Темновой ток – это ток в цепи необлученного фотоприемника, включенного в цепь с внешним источником питания. Появление темнового тока связано с токами утечки и токами, обусловленными различными специфическими физическими процессами, происходящими в фоточувствительных слоях приемников. Величина темнового тока зависит от температуры. При низких уровнях интенсивности регистрируемого излучения фототок может оказаться меньше темнового тока, который в данной ситуации будет ограничивать пороговый поток и обнаружительную способность фотоприемника.

Постоянная времени т характеризует время нарастания т<sub>нар</sub> или спада теп сигнала после начала (конца) действия импульса излучения прямоугольной формы и определяет возможность применения фотоприемника в быстродействующих устройствах. Динамика нарастания или спада сигнала определяется переходным процессом в цепи датчика, при этом времена нарастания и спада могут значительно отличаться друг от друга. При экспоненциальной временной зависимости нарастания и спада фотосигнала постоянная времени т соответствует времени, в течение которого сигнал достигает уровня 0,63 установившегося значения (рис. 51). Если исследуемые кривые нарастания или спада значительно отличаются от экспоненциальной зависимости, то для них за время нарастания или спада принимают временной интервал, в течение которого сигнал нарастает или уменьшается от заданного нижнего до заданного верхнего уровня, выраженного в долях установившегося значения. Используя постоянную времени, можно определить частотную характеристику датчика, определяющую максимальную частоту модуляции потока излучения, подаваемого на приемник:  $f \approx 0, 4 / \tau$ .



Рис. 51. Постоянная времени фотоприемника при экспоненциальной временной зависимости нарастания и спада фотосигнала

Сопротивление фотоприемника является параметром, влияющим на его собственные свойства и на характеристики электрической схемы измерительного датчика в целом. Данным параметром определяется оптимальная величина сопротивления нагрузки и схемное исполнение усилителей сигналов. Для разных типов приемников принято использовать различные параметры, характеризующие его собственное сопротивление: для фоторезисторов рассматривают темновое сопротивление, для фотодиодов – дифференциальное сопротивление, равное отношению малых приращений напряжения и тока в заданных эксплуатационных условиях.

Фоторезисторы – полупроводниковые приемники, принцип работы которых основан на свойстве вещества изменять свою электропроводность под действием электромагнитного излучения оптического диапазона. Чувствительный элемент фоторезисторов представляет собой пленки или пластины различной формы, нанесенные на диэлектрическую подложку. Фоторезисторы являются неполярными приборами.

В полупроводниковом фоточувствительном слое фоторезистора, находящемся в темноте, при определенной температуре имеется некоторая концентрация тепловых (равновесных) носителей заряда – электронов  $n_0$  и дырок  $p_0$ . Этими носителями определяется так называемая темновая проводимость  $\sigma_0$  фоторезистора. Под воздействием падающего потока излучения в фоточувствительном слое генерируются неравновесные носители заряда с концентрациями  $\Delta n$  и  $\Delta p$ , которые создают дополнительную проводимость  $\Delta \sigma$ , называемую фотопроводимостью. Полная удельная проводимость  $\sigma$ фоторезистора может быть представлена в виде суммы темновой проводимости и фотопроводимости:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta \sigma = e\mu_n (n_0 + \Delta n) + e\mu_p (p_0 + \Delta p), \qquad (2.9)$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижности электронов и дырок соответственно.

Неравновесные носители генерируются в фоточувствительном слое при поглощении фотонов с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны используемого полупроводникового материала  $(hv > E_g)$ , что определяет существование длинноволновой границы фотопроводимости  $\lambda_0$ . Ширина запрещенной зоны для различных полупроводников разная, и при температуре T = 300 К для кремния

она составляет  $E_{gSi} = 1,11$  эВ, для германия –  $E_{gGe} = 0,67$  эВ. В соответствии с выражением (2.1) длинноволновые границы данных материалов равны:  $\lambda_{0Si} = 1,12$  мкм,  $\lambda_{0Ge} = 1,8$  мкм. Следует отметить, что вид спектральной характеристики зависит от температуры из-за изменения ширины запрещенной зоны. Кроме этого, в случае использования примесных полупроводниковых материалов их длинноволновые границы определяются типом и концентрацией примесей.

В теории полупроводников показывается, что зависимость тока в цепи фоторезистора от светового потока нелинейна и ее можно представить в виде

$$I_{\Phi} = k\Phi^{\alpha} + I_{\mathrm{T}} \,, \tag{2.10}$$

где  $\Phi$  – световой поток; k – коэффициент пропорциональности, зависящий от напряжения на резисторе;  $I_{\rm r}$  – темновой ток. При малых потоках излучения токовая характеристика фоторезистора является линейной ( $\alpha$  = 1). По мере увеличения светового потока наблюдается отклонение характеристики фоторезистора от линейной зависимости, что сопровождается уменьшением дифференциальной чувствительности прибора и, соответственно, коэффициента  $\alpha$ , который в случае мощной засветки стремится к 1/2.

При использовании фоторезисторов для регистрации коротких импульсов излучения необходимо учитывать, что с увеличением частоты модуляции светового потока наблюдается снижение их чувствительности. На рис. 52 приведены обобщенные зависимости относительной чувствительности фоторезисторов  $S_{I \text{ отн}}$ , изготовленных из различных материалов, от частоты модуляции светового сигнала f. Кроме этого, необходимо учитывать, что на частотные параметры фоторезистора также оказывает влияние уровень его интегральной чувствительности, реализованной в датчике: при увеличении чувствительности датчика наблюдается возрастание его инерционности.

На практике применяются различные схемы включения фоторезисторов, среди которых отдельно следует отметить дифференциальные и мостовые схемы, позволяющие компенсировать изменения фототока, вызываемые температурной нестабильностью и временным дрейфом сопротивления фоторезисторов. На рис. 53 представлена наиболее простая схема включения фоторезистора  $R_{\rm T}$  с преобразованием сигнала фототока в импульс напряжения с помоцью резистора  $R_{\rm H}$ . Сформированный импульсный сигнал напряжения подвергается дальнейшему усилению и обработке электронными схемами фотоприемника, при этом усилительные схемы одновременно выполняют функцию согласующего элемента между датчиком излучения и дальнейшим трактом передачи сигнала на регистрирующую аппаратуру (осциллограф).



Рис. 52. Частотные характеристики чувствительности фоторезисторов



Рис. 53. Типовая схема включения фоторезистора

Принцип действия *полупроводниковых фотодиодов* основан на внутреннем фотоэффекте, проявляющемся в том, что поглощаемые фотоны переводят электроны из валентной зоны или с примесного уровня в зону проводимости (собственное и примесное поглощение). Такие переходы приводят к образованию пар носителей заряда (электроны и дырки) и изменению электрических характеристик полупроводника, создавая условия формирования электрических сигналов. Фотодиоды удовлетворяют основным требованиям, предъявляемым к фотодетекторам систем регистрации импульсов оптического излучения: широкая полоса и динамический диапазон; высокая чувствительность; точность воспроизведения формы оптического сигнала; стабильность характеристик при изменении параметров внешней среды, большой срок службы. Это обстоятельство определило широкое применение полупроводниковых фотодиодов в экспериментальной практике.

Эффективность преобразования энергии светового потока в электрический сигнал в значительной степени зависит от того, в какой области фотодиодной структуры происходит поглощение фотонов. При соединении двух примесных полупроводников с различными типами проводимостей (р- и *n*-типа) из-за различной концентрации электронов и дырок происходит диффузия электронов в полупроводник р-типа, а дырок – в полупроводник п-типа. В результате этого область вблизи контакта со стороны полупроводника р-типа заряжается отрицательно, а со стороны полупроводника *п*-типа – положительно, что приводит к формированию контактного электрического поля, препятствующего дальнейшей диффузии неосновных носителей заряда, и формированию так называющего запирающего (обедненного носителями) слоя. При включении *p-n* перехода в электрическую цепь в режиме обратного смещения, при котором направление внешнего электрического поля Е<sub>вн</sub> совпадает с направлением контактного диффузионного поля Елиф, происходит увеличение толщины запирающего слоя (рис. 54).

При поглощении фотонов излучения в обедненной области образовавшаяся электронно-дырочная пара испытывает действие электрического поля. В результате этого происходит разделение пары и быстрый дрейф электрона к *n*-области, а дырки – к *p*-области. При этом через замкнутую внешнюю электрическую цепь с резистором нагрузки  $R_{\rm H}$  протекает импульс тока. В случае поглощения излучения в *p*- и *n*-областях, где электрическое поле практически отсутствует, движение образовавшихся носителей заряда происходит в основном за счет диффузии, что увеличивает вероятность их рекомбинации, до того момента, когда они смогут достичь обедненной области. В данных условиях во внешней электрической цепи не возникает импульсов тока.



Рис. 54. Включение фотодиода в режиме обратного смещения

Интегральной характеристикой фотодетектора, определяющей эффективность преобразования энергии фотонов в электрический сигнал, является его квантовый выход Y (квантовая эффективность). В общем случае средний ток  $I_{\rm H}$ , протекающий через нагрузку, определяется соотношением

$$I_{\rm H} = YqP / hv , \qquad (2.11)$$

где *P* – мощность излучения; *q* – величина заряда носителя; *hv* – энергия фотона.

На рис. 55 приведены типовые спектральные характеристики кремниевых и германиевых фотодиодов, нормированные относительно их максимального значения. Максимальная чувствительность кремниевых и германиевых фотодиодов наблюдается в различных областях длин волн излучения:  $\lambda_{\text{максSi}} = 0,8 - 0,95$  мкм и  $\lambda_{\text{максGe}} = 1,4 - 1,65$  мкм. Для спектральных характеристик фотодиодов характерно наличие длинноволновой границы чувствительности, поскольку для образования электронно-дырочной пары энергия поглощаемого фотона должна быть достаточной для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Фотодиоды, выполненные из германия, работают при длинах волн короче 1,8 мкм, из кремния – при длинах волн меньших 1,2 мкм, из арсенида галлия – до 0,87 мкм.

Параметры фотодиодов зависят от температуры окружающей среды: с повышением ее на каждые 10 °С темновой ток германиевых приборов увеличивается в два, а кремниевых – в 2,5 раза. При этом чувствительность и обнаружительная способность уменьшаются,

уровень собственных шумов увеличивается, а максимум спектральной характеристики сдвигается в сторону более коротких волн.



Рис. 55. Спектральные характеристики фотодиодов

Анализ процессов, происходящих в полупроводниковой структуре фотодиодов, показывает, что постоянная времени фотодиодов, характеризующая их быстродействие, зависит от многих параметров: подвижности носителей заряда, ширины обедненной зоны, длины волны регистрируемого излучения. Расширение полосы пропускания может быть достигнуто увеличением толщины обедненной области с одновременным уменьшением толщины р-и *п*-областей. Данные меры одновременно способствуют возрастанию квантовой эффективности детектора. Одним из способов увеличения толщины обедненной зоны, реализованным в pin-фотодиодах, является введение между р- и п-областями, обладающими высокими концентрациями примесей, специального слаболегированного *i*-слоя. При подаче на *pin*-фотодиод обратного напряжения создаются условия для обеднения свободными носителями заряда всего слаболегированного слоя, где и происходит быстрое разделение носителей заряда, образованных в структуре под действием регистрируемого излучения. Конструктивно ріп-фотодиоды выполняются так, чтобы максимально уменьшить долю поглощения излучения вне слоя *i*-типа. Они обладают хорошей линейностью в широком диапазоне, обеспечивают детектирование оптических сигналов, модулированных частотами гигагерцового диапазона.



**Рис. 56.** Схемы включения фотодиодов: *а*, *в* – фотогальванический режим; *б*, *е* – фотодиодный режим

Фотодиоды в электрических схемах детекторов излучения используются либо в фотодиодном режиме включения, когда работа детектора основана на регистрации фототока, зависящего от интенсивности потока излучения, либо в фотогальваническом режиме, при котором фотодиод работает в режиме генерации фотоЭДС (рис. 56). При включении диода в фотодиодном режиме обязательными элементами схемы, кроме самого фотодиода, являются сопротивление нагрузки  $R_{\rm H}$  и источник питания  $U_{\rm n}$ . Для усиления сигналов фотодатчиков и согласования их параметров с характеристиками регистрирующего оборудования могут использоваться усилительные каскады на основе операционных усилителей (рис. 56, *в*, *г*).

Принцип работы фотоэлектронных приборов (фотоэлементы, фотоэлектронные умножители) основан на внешнем фотоэффекте с возможностью усиления сформированного на фотокатоде первичного электронного потока. Фотокатоды изготавливаются из материалов, обладающих высокой эмиссионной способностью в исследуемом спектральном диапазоне. Наибольшее значение для практического применения приобрели полупроводниковые фотокатоды, чувствительные в видимой и близкой к видимой областях спектра излучения и обладающие при этом высоким квантовым выходом У. Металлические и диэлектрические фотокатоды в этих областях спектра практически не используются. Для металлов порог фотоэффекта в большинстве случаев превышает энергию фотонов видимого спектра, из-за рассеяния энергии при столкновении с электронами проводимости фотоэлектроны имеют малую глубину выхода. Металлы обладают высокой отражательной способностью. Максимум квантового выхода фотоэлектронной эмиссии металлов лежит в далекой ультрафиолетовой области. Практическая применимость диэлектрических материалов ограничена из-за большой ширины запрещенной зоны и малой электрической проводимости, которая исключает замещение эмитированных фотоэлектронов электронами от внешнего источника питания.

Источником фотоэлектронов у фотокатодов служат тонкие пленки полупроводникового материала, нанесенные на подложку. По своему конструктивному исполнению фотокатоды можно разделить на две группы: полупрозрачные и массивные фотокатоды. Полупрозрачные фотокатоды работают на просвет, т.е. поток регистрируемого излучения падает на фоточувствительную пленку со стороны стеклянной подложки, а фотоэлектроны эмитируются в противоположную сторону, соприкасающуюся с вакуумом. Полупрозрачные фотокатоды получили наиболее широкое распространение в фотоэлектронных фотоприемниках. Массивные фотокатоды работают на отражение – их облучаемая и эмитирующая стороны совпадают.

В силу объемного характера эмиссии фотоэлектронов эффективность электронной эмиссии фотокатодов оказывается зависимой от толщины их фоточувствительного слоя. Квантовый выход фотокатода определяется функциями поглощения фотонов и движения электронов к поверхности. Анализ процессов в фоточувствительном слое фотокатодов указывает на существование оптимальной толщины слоя с точки зрения достижения максимального квантового выхода. При оптимальной толщине слоя достигается компромисс между эффективностями процессов поглощения излучения и выходом электронов в вакуум. Изменение толщины слоя как в большую, так и в меньшую стороны приводит к снижению эффективности фотокатода. При увеличении толщины слоя выше оптимального квантовый выход падает, вследствие того что фотоэлектроны, возбужденные излучением на расстоянии, большем глубины их выхода, не могут выйти в вакуум. Если же толщина слоя будет меньше оптимальной, то чувствительность фотокатода падает из-за значительного уменьшения части потока излучения, поглощенной в материале. Для массивных фотокатодов, у которых эмиссия электронов происходит на той же границе фотослоя, откуда падает излучение, по мере увеличения толщины слоя квантовый выход непрерывно возрастает и стремится к постоянному предельному значению. Тем самым накладываются ограничения на толщину их фоточувствительного слоя только со стороны малых толщин. Толщина фоточувствительной пленки для массивных фотокатодов обычно не превышает нескольких микрометров, а для полупрозрачных фотокатодов она составляет примерно 25 – 40 нм.

По спектральным характеристикам современные типы фотокатодов можно подразделить на три группы. К первой группе относятся фотокатоды, чувствительные в ультрафиолетовой области излучения; ко второй – в видимой; к третьей – в видимой и ближней инфракрасной. Для серийно выпускаемых фотоприемников разработана система типовых спектральных характеристик фотокатодов. В табл. 2.1 приведены данные о наиболее часто используемых типах фотокатодов. На рис. 57 представлены относительные характеристики спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевого полупрозрачного (С-4) и теллурид-цезиевого (С-14) фотокатодов.

В фотоприемниках ультрафиолетовой области излучения используют так называемые солнечно-слепые фотокатоды, порог фотоэффекта которых лежит в ультрафиолетовой области спектра излучения. Они не реагируют на солнечное излучение в земных условиях, поскольку ультрафиолетовая часть спектра солнечного излучения поглощается атмосферой. Солнечно-слепые фотокатоды могут работать при дневном освещении без дополнительных фильтров и защиты. Граница солнечной слепоты составляет около 350 нм. В фотоприемниках, предназначенных для измерений ультрафиолетового излучения, входное оптическое окно должно изготавливаться из материалов, способных пропускать излучение исследуемого диапазона. Так, в ультрафиолетовой области спектра излучения с нижней границей полосы длин волн излучения около 200 нм используются кварцевые окна.

Таблица 2.1

Тип фотокатода	Обозначение спектральной характеристики	Область спектральной ха- рактеристики, мкм
Серебряно-кислородно-цезиевый (ArOCs)	C-1	0,40 - 1,20
Сурьмяно-цезиевый (SbCs) полу- прозрачный	C-4	0,33 - 0,65
Висмуто-серебряно-цезиевый (BiArCs)	C-5	0,30 - 0,80
Многощелочной (SbKNaCs)	C-8	0,30 - 0,80
Сурьмяно-кислородно-цезиевый (SbCs(O))	C-9	0,16 - 0,65
Теллурид-цезиевый (TeCs <sub>2</sub> )	C-14	0,20 - 0,40



Рис. 57. Спектральные характеристики фотокатодов С-4 и С-14

Фотоэлементом с внешним фотоэффектом называют электровакуумный прибор, преобразующий оптическое излучение в электрический сигнал и состоящий из фотокатода, служащего источником электронов, и анода, являющегося коллектором фотоэлектронов. Существуют газонаполненные фотоэлементы, конструктивно не отличающиеся от электровакуумных фотоэлементов, в которых наблюдается эффект усиления фототока за счет лавинных процессов, развивающихся при движении фотоэлектронов в электрическом поле между катодом и анодом. В газонаполненных фотоэлементах возбуждается несамостоятельный газовый разряд, возникающий в инертном газе при давлениях порядка нескольких десятков паскалей.

Для регистрации импульсов излучения быстропротекающих процессов наносекундной длительности используются импульсные сильноточные фотоэлементы, их высокое временное разрешение определяется малой инерционностью внешнего фотоэффекта и линейной зависимостью между потоком излучения и фототоком.

Фотокатод импульсного сильноточного фотоэлемента (рис. 58) изготовляют на металлической подложке, что обеспечивает стабильность его параметров даже при больших плотностях тока и улучшает теплоотвод при отборе тока. Импульсные токи фотоэлементов достигают  $10^2$  А. Анод выполняется в виде мелкоструктурной сетки и располагается в плоскости, параллельной фотокатоду, на расстоянии 1-3 мм от него. Рабочее напряжение фотоэлементов составляет 1-2 кВ.



Рис. 58. Конструкция сильноточного фотоэлемента: А – анод; К – фотокатод

Временное разрешение фотоэлементов определяется процессами, связанными со временем пролета фотоэлектронов до анода, и переходными процессами в цепи фотоэлемент – нагрузка. Время пролета фотоэлектронов имеет разброс, который обусловлен движением электронов по различным траекториям с неодинаковыми скоростями

вследствие распределения по начальным энергиям и углам вылета. Междуэлектродные емкости, емкости фотокатода и анода на землю, сопротивление и индуктивности выводов приводят к замедлению переходных процессов в электрической схеме фотодатчика и ухудшают его временное разрешение. В этой связи при конструировании фотоэлементов принимаются меры по минимизации их паразитных параметров. Для уменьшения влияния сопротивления и индуктивности электродной системы фотоэлемента вывод его анода выполняется в виде кольца, вваренного в колбу, а вывод катода изготавливается по возможности более коротким. Характерные величины межэлектродных емкостей фотоэлементов составляют порядка нескольких пикофарад, при волновом сопротивлении несколько десятков ом. Некоторые импульсные фотоэлементы изготавливаются с коаксиальными выводами, волновое сопротивление которых согласовано с нагрузкой и измерительным кабелем, связывающим фотоэлемент с регистрирующим оборудованием.

На рис. 59 представлено семейство типичных вольт-амперных характеристик фотоэлемента, реализуемых при различных потоках излучения  $\Phi$  ( $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3$ ). Электроны покидают поверхность фотокатода с ненулевой начальной энергией, что позволяет некоторым из них достигать анода в условиях, когда напряжение на электродной системе фотоэлемента отсутствует, либо на анод подано отрицательное относительно катода напряжение. Абсолютное значение фототока І<sub>ф</sub> при этом достаточно мало. При подаче положительного напряжения на анод электроны попадают под действие ускоряющего электрического поля, в результате чего число фотоэлектронов, достигающих анода, резко увеличивается. В данном режиме работы фотоэлемента, получившем название режима пространственного заряда, увеличение напряжения питания сопровождается увеличением тока через фотоэлемент. Анодный ток фотоэлемента на данном участке вольт-амперной характеристики зависит от напряжения по закону степени трех-вторых. При дальнейшем увеличении напряжения на фотоэлементе создаются условия, когда практически все фотоэлектроны, вылетевшие из фотокатода, собираются анодом, и вольт-амперная характеристика выходит на горизонтальный участок (режим насыщения). В данном режиме величина фототока оказывается практически не зависящей от напряжения, приложенного к фотоэлементу, и определяется падающим потоком излучения. При увеличении потока излучения происходит пропорциональное возрастание числа эмитированных фотокатодом электронов, что сопровождается ростом токового сигнала на выходе датчика.



Рис. 59. Вольт-амперные характеристики фотоэлементов: I – режим пространственного заряда; II – режим насыщения

Для обеспечения работы фотоэлемента в линейном режиме, при котором амплитуда импульса на выходе фотоэлемента оказывается пропорциональной потоку падающего излучения и не зависит от напряжения питания прибора, необходимо, чтобы рабочая точка фотоэлемента лежала на горизонтальном участке вольт-амперной характеристики (режим насыщения). В данных условиях фотоэлемент функционирует подобно источнику тока с бесконечно большим внутренним дифференциальным сопротивлением, и вольтовая чувствительность датчика  $S_U$  (отношение изменения напряжения на омической нагрузке к вызвавшему его изменению потока излучения) определяется в соответствии со следующим выражением:

$$S_{U} = dU / d\Phi = d(IR_{\rm H}) / d\Phi \approx R_{\rm H} \Delta I / \Delta \Phi \approx R_{\rm H} \cdot S_{I}, \qquad (2.12)$$

где  $R_{\rm H}$  – сопротивление нагрузки, включенной последовательно с фотоэлементом;  $S_I$  – токовая чувствительность фотоэлемента.

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) – электровакуумные приборы, в которых ток фотоэлектронной эмиссии усиливается по-

средством вторичной электронной эмиссии на динодной системе прибора. Вторичная электронная эмиссия (испускание электронов телом) обусловлена поглощением энергии падающих на эмиттер первичных электронов. Испускаемые электроны называются вторичными, их количество зависит от энергии и угла падения первичных электронов, а также свойств эмиттера (материала, плотности, структуры, состояния поверхности и температуры). В качестве количественной характеристики вторичной электронной эмиссии служит коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$ , представляющий собой отношение числа вторичных электронов  $n_2$ , эмитированных телом, к числу первичных электронов  $n_1$ , падающих на него:

$$\sigma = n_2 / n_1 = I_2 / I_1, \qquad (2.13)$$

где *I*<sub>1</sub>, *I*<sub>2</sub> – ток первичных и вторичных электронов.

Поток вторичных электронов не является моноэнергетичным, в нем можно выделить три группы электронов: упруго отраженные первичные электроны, неупруго отраженные первичные электроны. Истинные вторичные электроны, составляющие основную долю в суммарном потоке вторичных электронов, обладают энергиями, распределенными в диапазоне 0 – 50 эВ. Упруго отраженные первичные электроны при отражении сохраняют свою исходную энергию, с которой они падают на поверхность динода (100 – 300 эВ). Неупруго отраженные первичные электроны покидают эмиттер после многократных взаимодействий, они обладают широким энергетическим спектром в диапазоне от ~ 50 эВ до энергии первичных электронов.

К эффективным эмиттерам вторичных электронов относят материалы, обладающие достаточно высокими, стабильными во времени и устойчивыми к электронной бомбардировке коэффициентами вторичной эмиссии. Данным требованиям наиболее полно могут удовлетворять различные типы полупроводниковых и диэлектрических материалов. Чистые металлы, характеризующиеся низким коэффициентом вторичной эмиссии из-за малой эффективной глубины выхода вторичных электронов вследствие рассеяния своей энергии при взаимодействии с электронами проводимости, не используются для изготовления динодных систем ФЭУ. Эмиттеры вторичных электронов, используемые в ФЭУ, должны иметь высокий коэффициент вторичной эмиссии при энергиях первичных электронов около 100 эВ. Это позволит достичь значительного усиления сигнала при ограниченном числе динодов и сравнительно низком напряжении питания. Коэффициент вторичной эмиссии должен быть стабильным в рабочем режиме. У эмиттеров не должны проявляться эффекты фотоэлектронной и термоэлектронной эмиссий, являющиеся источниками дополнительного шума.

Большинство эффективных эмиттеров (динодов) в серийно выпускаемых ФЭУ работает на отражение – вторичные электроны эмитируются навстречу первичным. При изготовлении подобных эмиттеров тонкая пленка эмитирующего материала наносится на металлическую подложку-основу. Коэффициенты вторичной эмиссии  $\sigma$  современных эмиттеров составляют от трех до семи. Одним из основных недостатков пленочных эмиттеров является относительно низкая допустимая токовая нагрузка, которая в непрерывном режиме лежит на уровне  $10^{-6}$  A/см<sup>2</sup>.



Рис. 60. Структура фотоэлектронного умножителя с делителем напряжения

На рис. 60 представлена схема фотоэлектронного умножителя, в котором движение электронного потока от фотокатода до анода осуществляется в условиях воздействия электростатических полей (ФЭУ с электростатическим управлением). Наибольшее распространение получили схемы электропитания ФЭУ, в которых требуемое распределение потенциалов между элементами ФЭУ зада-

ется с помощью резистивного делителя напряжения. ФЭУ состоит из фотокатода К, фокусирующих и диафрагмирующих электродов Э, умножительной динодной системы, состоящей из совокупности динодов Д1 – Д5, и анодного узла А. В разных типах ФЭУ используется различное число динодов, при этом могут отсутствовать по-казанные на схеме фокусирующие электроды Э.

Эмитированные под воздействием потока излучения из фотокатода электроны  $n_{\kappa}$  ускоряются и фокусируются на первый динод Д1 электростатическим полем, создаваемым дополнительными фокусирующими электродами. Количество фотоэлектронов, которые удается сфокусировать на первый динод, равно  $n_{\kappa} \cdot \gamma_{\kappa}$ , где  $\gamma_{\kappa} - эф$ фективность сбора фотоэлектронов на первый динод, представляющая собой отношение числа фотоэлектронов, достигших первого динода, к числу фотоэлектронов, вылетевших с фотокатода. При бомбардировке фотоэлектронами первого динода возникают вторичные электроны, которые ускоряются полем в направлении второго динода и выбивают из него вторичные электроны. Аналогичные процессы повторяются на последующих динодах. Количество электронов, попадающих на анод  $n_a$ , и анодный ток  $I_a$  соответственно равны:

$$n_{a} = n_{\kappa} \cdot \gamma_{\kappa} \cdot \prod \sigma_{i} \cdot \gamma_{i} = n_{\kappa} \cdot \gamma_{\kappa} \cdot M , \qquad (2.14)$$
$$I_{a} = I_{\kappa} \cdot \gamma_{\kappa} \cdot M ,$$

где  $\sigma_i$  – коэффициент вторичной эмиссии *i*-го динода;  $\gamma_i$  – эффективность сбора вторичных электронов *i*-го на (*i* + 1) динод;  $\sigma_i \gamma_i$  – коэффициент усиления каскада; M – коэффициент усиления ФЭУ по току;  $I_{\kappa}$  – ток фотоэлектронов, покидающих фотокатод. Таким образом, коэффициент усиления ФЭУ по току зависит от числа каскадов усиления, коэффициентов вторичной эмиссии динодов, межкаскадного напряжения и эффективности сбора электронов на каскадах усиления ( $\gamma \approx 0,7 - 0,95$ ). Из-за сильной зависимости коэффициента усиления ФЭУ от напряжения к стабильности источника питания предъявляются высокие требования. Величина коэффициента усиления для различных типов ФЭУ лежит в диапазоне  $10^6 - 10^8$ .

Среди различных схем питания ФЭУ наибольшее распространение получила схема, в которой потенциалы на элементах ФЭУ за-

даются с помощью делителя напряжения (см. рис. 60). В большинстве случаев делитель образуется из однотипных резисторов, имеющих одинаковое номинальное сопротивление, при этом напряжение между динодами ФЭУ распределяется равномерно. Для некоторых типов ФЭУ в силу особенностей их работы требуется использование неравномерных делителей напряжения, причем рекомендуемые соотношения сопротивлений резистивного делителя приводятся в паспортных данных ФЭУ.

Электронный поток, сформированный в фотоумножителе, не вызовет искажений исходного распределения потенциалов динодов, если ток через резистивный делитель напряжения будет на порядок величины превышать сигнальный ток ФЭУ. При работе в непрерывном режиме сигнальный ток обычно составляет  $10^{-4} - 10^{-3}$  Å, что требует применения делителей с током на уровне 10<sup>-2</sup> А. При характерном напряжении питания ФЭУ (1 – 2 кВ), мощность, рассеиваемая в делителе напряжения, остается на приемлемом уровне (~10 Вт). Сопротивления резисторов делителей напряжения при этом обычно составляют от 10<sup>4</sup> до 5·10<sup>6</sup> Ом. Ситуация кардинальным образом изменяется при переходе к работе в импульсном режиме, при котором сигнальные токи могут достигать нескольких ампер. В таких случаях применяют схему питания, в которой резисторы последних каскадов ФЭУ шунтируют конденсаторами. Данные конденсаторы на время длительности регистрируемого импульса выполняют функцию низкоимпедансных источников питания каскадов ФЭУ. Выбор величин электроемкости конденсаторов производится таким образом, чтобы в ходе протекания сигнального тока гарантировалось сохранение распределения потенциалов на динодах.

Для расчета значений емкостей можно использовать эмпирическое выражение

$$C_{n-i} = \frac{10^2 q}{3^{N-i} - U_i}, \qquad (2.15)$$

где q – заряд импульса анодного тока, Кл;  $U_i$  – межкаскадное напряжение, В; N – общее число динодов; i – номер динода. На тех динодах, где импульсный ток не превышает нескольких процентов среднего тока через делитель напряжения, шунтирующие конденсаторы можно не устанавливать. Если на выходе ФЭУ необходимо получить сигнал, воспроизводящий форму входного светового импульса, сопротивление нагрузки  $R_{\rm H}$  должно выбираться из условия  $R_{\rm H} \cdot C_0 \leq 16 / f_{\rm B}$ , где  $C_0$  – общая емкость сопротивления нагрузки и емкость ФЭУ;  $f_{\rm B}$  – верхняя частота в спектре оптического сигнала.



Рис. 61. Динодная система ФЭУ жалюзийного типа

Динодные системы ФЭУ имеют различные конструкции, однако по основным принципам работы их можно подразделить на две основные группы: с дискретными и распределенными динодами. Среди разных типов систем на дискретных динодах для регистрации кратковременных импульсных процессов наибольший интерес представляют ФЭУ с жалюзийными динодами. Диноды данного типа состоят из наклонных полосок (лопастей жалюзи), являющихся эмиттерами вторичных электронов, и прозрачной сетки, находящейся под тем же потенциалом (рис. 61). Сетка экранирует жалюзи от тормозящего поля предыдущего динода, обеспечивая попадание вторичных электронов на лопасти следующего динода. Жалюзийная конструкция позволяет значительно увеличить площадь динода, по которой распределяется электронный поток, и обеспечивает устойчивость выходного сигнала ФЭУ при больших токовых нагрузках. ФЭУ с жалюзийными динодами способны работать в линейном режиме при анодных токах, достигающих несколько ампер. Подобные умножительные системы не требуют специальной фокусировки электронных пучков в пространстве между соседними эмиттерами, они малочувствительны к влиянию внешних магнитных полей. В табл. 2.2 представлены основные характеристики некоторых типов серийно выпускаемых ФЭУ с жалюзийными динодами.

Таблица	2	2
таолица	-	. –

Тип ФЭУ Рабочий диаметр фотокатода, мм Спектральный диапазон чувствительно-	(азон чувствительно- , мкм льной спектральной пьности, нм	Чувствительность фотокатода		вствительность, А/лм	иттания (макс), В		
	Спектральный диа сти	Диапазон максима чувствите	световая, мкА/лм	спектральная (на λ., нм), мА/Вт	Анодная световая чу	Напряжение	
ФЭУ-55	12	0,30 - 0,80	0,45 - 0,55	20	-	100	2000
ФЭУ-56	60	0,33 - 0,65	0,38 - 0,48	25	-	100	2500
ФЭУ-58	12	0,30 - 0,60	0,34 - 0,44	15	_	30	2150
ФЭУ-81	40	0,33 - 0,65	0,38 - 0,48	40	-	100	2500
ФЭУ-83	25	0,40 - 1,20	0,65 - 0,85	20	-	100	2200
ФЭУ-176	46	0,30 - 0,85	0,40 - 0,42	150	75 (410)	10	1250
ФЭУ-182	72	0,22 - 0,85	0,37 - 0,43	200	75(400)	10	1250
ФЭУ-183	72	0,22 - 0,85	0,37 - 0,43	130	75(400)	10	1250
ФЭУ-185	46	0,30 - 0,85	0,39 - 0,410	180	77(400)	10	1250
ФЭУ-189	150	$0,25 - 0,\overline{65}$	0,38 - 0,42	_	70	100	1800

При обработке экспериментальных импульсных сигналов, полученных с помощью ФЭУ, необходимо принимать во внимание послеимпульсные явления, происходящие в приборе. Послеимпульсные явления проявляются в возникновении в анодной цепи ФЭУ ложных импульсов (послеимпульсов); в снижении чувствительности после облучения ФЭУ высокоинтенсивными световыми вспышками; в возрастании амплитуды шумовых импульсов.

Исследования показывают, что за сигнальным импульсом могут следовать, по крайней мере, два послеимпульса. Первый из них отделен от полезного сигнала интервалом времени от нескольких единиц до сотен наносекунд, задержка второго послеимпульса составляет несколько микросекунд. Число и амплитуда послеимпульсов, их расстояние от основного зависят от интенсивности световых импульсов, конструктивных особенностей и режима питания ФЭУ. Основными источниками послеимпульсов являются обратные ионная и оптическая связи. Обратная ионная связь обусловлена тем, что в процессе движения сигнального электронного потока происходит ионизания молекул остаточных газов и образующиеся положительные ионы бомбардируют фотокатод, выбивая из него вторичные электроны, попадающие в динодную систему. Обратная оптическая связь возникает в ФЭУ при работе в режиме больших плотностей токов, когда в выходных каскадах динодной системы появляется относительно яркое свечение остаточного газа, выделяющегося при интенсивной бомбардировке динодных поверхностей. Данное свечение может достигать фотокатода. Специальными конструктивными мерами эти источники послеимпульсов в современных разработках ФЭУ удается в значительной степени подавить.



Рис. 62. Умножительная система ФЭУ с распределенным динодом

Отдельный класс фотоэлектронных умножителей образуют приборы с распределенными умножительными системами, в которых нет отдельных динодов, а умножение электронного потока происходит при его движении внутри замкнутого объема, ограниченного поверхностью с хорошей вторично эмиссионной способностью (рис. 62). В простейшем случае подобные умножительные системы представляют собой трубку, стенки которой покрыты полупроводящим слоем. Характерное значение сопротивления стенок трубки составляет 10<sup>7</sup> – 10<sup>8</sup> Ом. Конструктивным параметром по-

добных элементов является их калибр, равный отношению длины трубки L (~1 мм) к ее внутреннему диаметру d (10 – 20 мкм). Обычно величина калибра трубки лежит в пределах 50 – 100.

При подаче напряжения на концы трубки в ее полупроводящем слое возникает ток, из-за чего падает напряжение вдоль стенок трубки и формируется продольное электростатическое поле. Вторичные электроны, выбитые из внутренней стенки канала у входа трубки, под действием электростатического поля ускоряются и ударяются о стенку канала в области более высокого потенциала, вызывая вторичную электронную эмиссию. Таким образом формируется электронный поток, интенсивность которого возрастает по мере распространения от катода к аноду. Коэффициент усиления по току трубки зависит от многих факторов: ее калибра, приложенного к ней напряжения, вторично-эмиссионных свойств рабочей поверхности канала трубки. Коэффициент усиления ФЭУ на распределенных динодах при рабочих напряжениях около 2 кВ может достигать 10<sup>5</sup> – 10<sup>7</sup>. Для обеспечения линейности световой характеристики ФЭУ его сигнальный ток должен быть на порядок меньше величины тока, протекающего в стенках трубки. В противном случае под влиянием сигнального электронного потока будет происходить распределение потенциалов вдоль канала трубки, приводя к нарушению режима усиления сигнала. Величина тока в стенках канала  $(10^{-5} - 10^{-4} \text{ A})$  ограничена возможным разогревом и разрушением эмиссионного слоя, поэтому канальные умножительные системы слаботочны.

Преимуществами канальных систем являются простота конструкции, малогабаритность, отсутствие внешнего делителя напряжения. Распределенные системы обладают относительно низкой эффективностью сбора вторичных электронов, так как часть потока вторичных электронов за счет распределения по углам вылета не попадает под действие ускоряющего поля внутри трубки и не участвует в процессе умножения. Кроме этого из-за отсутствия элементов электронной фокусировки наблюдается более значительная неоднородность траекторий электронов, чем в дискретных системах. Однако за счет малых размеров канала это не приводит к значительному разбросу времен пролета электронов, и абсолютная величина разброса может быть существенно меньше, чем в системах на дискретных динодах.

Конструктивной модификацией распределенных умножительных систем являются микроканальные пластины (МКП) – сотовые структуры, состоящие из большого числа однотипных каналов, установленных параллельно друг другу. Каналы имеют диаметр 10 – 20 мкм, и располагаются шагом 20 – 40 мкм. Толщина пластины составляет 0,5 – 2 мм. Подобная структура имеет порядка 10<sup>3</sup> миниатюрных умножителей на 1 мм<sup>2</sup>.

## 2.2.2. Многоэлементные приемники оптических изображений

Электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) называется электровакуумный прибор, предназначенный для преобразования спектрального состава излучения и усиления яркости изображения. Основные свойства ЭОП связаны с возможностью регистрации изображений, характеризуемых чрезвычайно малой яркостью либо формируемых потоками излучения со спектральной полосой, лежащей вне области чувствительности регистратора. Эти свойства ЭОП и обусловили возможные области их применения. Они используются для визуального наблюдения объектов в условиях низкой освещенности (приборы ночного видения). Особое место среди различных применений принадлежит ЭОП в исследованиях быстропротекаюцих процессов в различных областях физики. Эти задачи решаются с помощью специальных ЭОП, имеющих встроенные электронные затворы и системы развертки изображения на экране.



Рис. 63. Однокамерный ЭОП

Структура регистратора изображений на основе простейшего однокамерного ЭОП с электростатической фокусировкой показана на рис. 63. Исследуемый объект *1* с помощью объектива *2* проеци-

руется на фотокатод 4. Оптическое изображение 3 объекта за счет фотоэлектронной эмиссии фотокатода и фокусирующей электронно-оптической системы преобразуется в электронное изображение 5, в котором плотность распределения электронов соответствует распределению плотности потока излучения в оптическом изображении. Фотоэлектроны, эмитируемые фотокатодом, покидают его поверхность с различными скоростями под разными углами. Они ускоряются и фокусируются электрическим полем, созданным электронно-оптической системой 6, и, бомбардируя люминесцентный экран 7, вызывают его свечение. Распределение плотности потока излучения отдельных точек экрана определяется распределением плотности электронного потока, а следовательно, и распределением потока излучения в изображении на фотокатоде. Таким образом, на экране образуется видимое изображение 8 объекта, которое фиксируется с помощью регистратора 9.

В результате двойного преобразования изображения создается возможность для существенного увеличения его яркости, а также переноса его из одной спектральной области в другую (например, из инфракрасной или ультрафиолетовой в видимую). Усиление яркости изображения в ЭОП характеризуется коэффициентом преобразования по яркости  $\eta_{\rm B}$ , который определяется отношением энергетической светимости экрана  $R_3$  к энергетической освещенности  $E_{\rm K}$  фотокатода ЭОП:

$$\eta_{\rm B} = \frac{R_{\rm g}}{E_{\rm K}} = \frac{\Phi_{\rm g} A_{\rm K}}{\Phi_{\rm K} A_{\rm g}}, \qquad (2.16)$$

где  $\Phi_{3}/\Phi_{\kappa} = \eta$  – коэффициент преобразования потока излучения (отношение потока излучения  $\Phi_{3}$  экрана к потоку излучения  $\Phi_{\kappa}$ , падающему на фотокатод);  $A_{\kappa}$ ,  $A_{3}$  – площадь изображения на фотокатоде и на экране соответственно. Если изображение переносится с фотокатода на экран без изменения масштаба ( $A_{\kappa} = A_{3}$ ), то коэффициент преобразования по яркости  $\eta_{B}$  и коэффициент преобразования  $\eta$  совпадают.

Легко показать, что коэффициент преобразования η, характеризующий усиление потока излучения, связан с другими параметрами ЭОП следующим соотношением:

$$\eta = S_{\rm HHT} U_{\rm a} \gamma_{\rm \phi} \,, \tag{2.17}$$

где  $U_a$  – ускоряющее напряжение ЭОП, В;  $S_{инт}$  – интегральная токовая чувствительность фотокатода, А/лм;  $\gamma_{\phi}$  – световая отдача экрана, лм/Вт. Таким образом, усиление светового потока происходит вследствие увеличения кинетической энергии электронов, формирующих изображение, за счет ускоряющего действия электрического поля.

Окончательное выражение для коэффициента преобразования по яркости имеет вид

$$\eta_{\rm B} = S_{\rm MHT} U_{\rm a} \gamma_{\rm b} \frac{A_{\rm K}}{A_{\rm a}} = \eta \frac{1}{\Gamma^2} \,. \tag{2.18}$$

Здесь  $\Gamma$  – электронно-оптическое увеличение, равное отношению линейного размера изображения объекта на экране ЭОП к линейному размеру соответствующего ему изображения на фотокатоде. Для большинства однокамерных ЭОП коэффициент преобразования по яркости лежит в диапазоне  $10 - 10^2$ . Фокусировка электронного изображения в ЭОП может осуществляться с применением магнитной фокусирующей системы или смешанной электростатической и электромагнитной фокусировки.

Одним из определяющих параметров ЭОП является разрешение *N*. Предел разрешения ЭОП оценивается наибольшим числом чередующихся светлых и темных линий (штрихов) на 1 мм изображения тест-объекта, которые видны раздельно по четырем направлениям. Единицей измерения разрешения является штр./мм (штрихов на мм). Тракт преобразования изображения в ЭОП включает фотокатод, электронно-оптическую систему и люминесцентный экран, при этом основное ограничение в разрешении ЭОП определяется зернистостью люминофора и аберрациями. Максимальное разрешение ЭОП различных типов достигает 100 штр./мм, однако для большинства приборов разрешение составляет от 20 до 50 штр./мм.

Для решения целого ряда практических задач требуется использование ЭОП с суммарным коэффициентом преобразования по яркости на уровне, существенно превышающем возможности однокамерных ЭОП. Повышение усиления яркости изображения может быть достигнуто путем использования многокамерных и многомодульных ЭОП, а также с помощью применения микроканальных пластин.

Многокамерный ЭОП представляет собой прибор, в котором в едином вакуумном баллоне последовательно размещено несколько камер. Каждая из камер представляет собой простейший однокамерный ЭОП. При этом излучение экрана первой камеры передается на фотокатод второй камеры и т.д. Многокамерные ЭОП обладают рядом недостатков, ограничивших возможность их широкого применения. Они имеют сложную технологию изготовления, характеризуются неравномерным разрешением по полю экрана – на краях экрана разрешение практически на порядок ниже, чем в центре. Неравномерность разрешения обусловлена рядом противоречивых требований к конструкции элементов ЭОП. Так, в частности, для эффективной светопередачи от экрана первой камеры ЭОП к фотокатоду второй камеры требуется, чтобы они были введены в оптический контакт и имели идентичную геометрию. Однако при этом создаются проблемы обеспечения равномерной фокусировки электронного изображения.



Рис. 64. Многомодульный ЭОП с волоконно-оптическими пластинами

В значительной степени указанные недостатки были преодолены в многомодульных электронно-оптических преобразователях (рис. 64), в которых на входе и выходе каждого из модулей установлены волоконно-оптические пластины (ВОП). Наружные поверхности ВОП 3 выполняются плоскими, а внутренние – сферическими, на одной из которых нанесен фотокатод *I*, а на другой – экран 2. Фотокатод и экран имеют сферическую форму, что создает оптимальные условия для фокусировки электронного изображения.

Волоконно-оптические пластины состоят из тонких параллельных стеклянных волокон (световодов), окруженных оболочкой из

стекла с меньшим коэффициентом преломления. Излучение, вошедшее в торец каждого волокна, за счет многократного полного внутреннего отражения распространяется вдоль волокна и выходит с противоположного торца практически без потерь. Оптический контакт плоских поверхностей ВОП позволяет с высокой эффективностью передавать изображение с вогнутой поверхности экрана одного модуля на фотокатод другого без ухудшения разрешения прибора.

Отдельный класс электронно-оптических преобразователей, обладающих высоким коэффициентом преобразования по яркости, образуют приборы с микроканальными пластинами (рис. 65). ЭОП данного типа представляет собой вакуумный блок, внутри которого размещен фотокатод 1, микроканальная пластина 2 и экран 3. Микроканальная пластина имеет толщину около 1 мм и состоит из большого числа параллельных прямых канальных умножителей диаметром 10 – 20 мкм, принцип работы которых аналогичен ФЭУ с распределенными динодами. При работе ЭОП в статическом режиме усилителя изображения на его электродную систему подается питание от трех источников постоянного напряжения. В данном режиме проецируемое на фотокатод излучение от исследуемого объекта Ф<sub>к</sub> вызывает формирование электронного потока, обладающего соответствующим распределением его интенсивности по поперечному сечению. Под действием электрического поля, создаваемого источником напряжения U<sub>к</sub>, электроны переносятся на вход микроканальной пластины, которая усиливает электронный поток пропорционально приложенному к ней напряжению  $U_{\text{мкп}}$ . В дальнейшем поток электронов, попадая в электрическое поле, образованное источником питания  $U_{2}$ , падает на экран ЭОП и вызывает его излучение Ф<sub>3</sub>. В подобных условиях работы, коэффициент преобразования по яркости ЭОП определяется главным образом напряжением, приложенным к МКП, и, как правило, он может устанавливаться в пределах от 1 до 10<sup>5</sup>.

Электронно-оптические преобразователи используются при построении высокоскоростных фотографических камер с малым временем экспозиции отдельных кадров. В качестве быстродействующего электрооптического затвора может быть использован простейший однокамерный ЭОП, у которого путь электронов к экрану открывается лишь на время, когда на фотокатод прибора подается напряжение. В данном случае длительность экспозиции кадра определяется временем, в течение которого осуществляется подача напряжения на электроды ЭОП. При такой структуре оптических затворов управляющая система должна обеспечивать генерацию импульсов высокого напряжения с амплитудой, равной полному рабочему напряжению ЭОП (10 кВ и выше), что может создавать определенные технические трудности. Данное обстоятельство определило необходимость разработки ЭОП с системой дополнительных электродов, позволяющих открывать прибор импульсами напряжения амплитудой, существенно меньшей по сравнению с полным рабочим напряжением ЭОП.



Рис. 66. Структура импульсного ЭОП

На рис. 66 представлена обобщенная структура импульсного ЭОП, который включает в себя следующие элементы: полупрозрачный фотокатод *1*; электронно-оптический затвор *2*, пропускающий поток фотоэлектронов в течение требуемого интервала времени: электростатическую фокусирующую систему 3: две пары отклоняющих пластин 4; люминесцентный экран 5. Импульсные ЭОП подобного типа могут работать в кадровом либо хронографическом режимах регистрации. В кадровом режиме, который иногда называют сверхвысокоскоростной фотографией, на фотокатод ЭОП проецируется изображение изучаемого объекта. электронно-оптический затвор открывается на требуемый интервал времени, в результате чего на экране формируется изображение объекта на интересующей стадии развития процесса. В ЭОП, имеющих данную структуру, с помощью затвора и двух пар отклоняющих пластин можно получить на экране последовательность нескольких кадров, т.е. реализовать многокадровый режим работы. Минимальная длительность экспозиции отдельного кадра составляет порядка 10<sup>-9</sup> с при интервалах между кадрами 10<sup>-8</sup> с и более. Хронографический режим дает картину развития изучаемого явления во времени по какому-либо одному выбранному направлению. В этом случае затвор открыт в течение всего исследуемого интервала времени, при этом изображение объекта, ограниченное щелью, под действием отклоняющих пластин перемещается по экрану в направлении, перпендикулярном к щели. Минимальное временное разрешение приборов различных модификаций, достигаемое в хронографическом режиме работы, лежит в пикосекундном диапазоне.

Для создания быстродействующих фоторегистраторов используют также ЭОП с микроканальными пластинами. Теоретически, для перевода ЭОП в закрытое состояние достаточно выключить любой из его источников питания:  $U_{\rm K}$ ,  $U_{\rm MKR}$ ,  $U_{\rm 2}$ . Однако в силу ряда причин предпочтительным является управление по промежутку между фотокатодом и входом микроканальной пластины. В этом случае при выключенном состоянии ЭОП фотоэлектроны, появление которых обусловлено воздействием сторонней засветки, не попадают на МКП, что способствует увеличению срока службы прибора.

Отдельный класс ЭОП представляют собой приборы, предназначенные для регистрации рентгеновского излучения. Основные принципы работы и структура данных приборов аналогичны рассмотренным выше преобразователям. Основное отличие заключается в том, что для первичного преобразования рентгеновского излучения в излучение оптического диапазона перед фотокатодом ФЭУ устанавливается входной экран, изготовленный с применением специальных люминофоров.

К настоящему времени разработан и серийно выпускается широкий спектр различных типов ЭОП, которые условно разделяются на несколько поколений. К ЭОП нулевого поколения относятся одно- и многокамерные приборы, конструктивно выполненные в едином стеклянном корпусе. Чувствительность фотокатода обычно составляет 120 – 250 мкА/лм. Коэффициент преобразования потока излучения (усиление яркости) у однокамерных ЭОП составляет 120 – 900 при разрешении в центре экрана 25 – 35 штр./мм. Отличительная особенность этих приборов в том, что формируемое изображение более четкое в центре экрана, с искажениями и меньшим разрешением по краю. Для увеличения коэффициента усиления ЭОП последовательно стыкуют два, три и более изделий, собирая конструктивно в один корпус. Коэффициент усиления света много-каскадного ЭОП составляет  $2\cdot10^4 - 5\cdot10^4$ .

Дальнейшим развитием ЭОП явились приборы первого поколения, на входе и выходе которых установлены волоконнооптические пластины, что способствует увеличению разрешения ЭОП и уменьшению искажений изображения. Характерное усиление яркости данных приборов – около 1000, чувствительность фотокатода 250 – 300 мкА/лм при разрешении в центре 45 штр./мм.

В ЭОП второго поколения применяются микроканальные пластины, что позволило увеличить коэффициент усиления яркости при одновременном снижении габаритных размеров ЭОП и рабочих напряжений. Основные характеристики таких ЭОП следующие: усиление яркости 25000 – 50000; чувствительность фотокатода – более 250 мкА/лм; разрешение в центре 30 – 45 штр./мм.

Дальнейшее развитие ЭОП происходило, главным образом, в направлении улучшения разрешения приборов и повышения чувствительности используемых фотокатодов. В результате проводимых исследований были созданы ЭОП третьего и четвертого поколений. В последних разработках ЭОП устанавливаются фотокатоды с интегральной чувствительностью, превышающей 1000 мкА/лм, а благодаря использованию МКП с уменьшенным диаметром отдельных каналов разрешающая способность приборов приближается к
уровню 10<sup>2</sup>. В табл. 2.3 представлены основные характеристики некоторых серийно выпускаемых ЭОП.

T (	0	2
Гаолина		- 1
таолица	~.	

ПоЄ пиТ	Диаметр фотокатода, мм	Интегральная чувстви- тельность фотокатода, мкА/лм	Максимальное разреше- ние, штр./мм	Коэффициент преобразо- вания потока излучения, отн.ед.	Электронно-оптическое увеличение, отн.ед.	Максимальное напряже- ние питания, кВ	
ЭОП нулевого поколения							
ЭП-34	11,5	220	40	-	0,85	19	
ЭП-46	11,5	220	30	_	0,525	19	
ЭП-54	24	220	35	_	0,49	19	
ЭП-56	14	220	30	—	0,55	19	
ЭП-201	20	250	30	760	0,45	15	
"Мини"	14	250	35	300	0,5	12	
ЭОП первого поколения							
ЭПВ-41Г	17	320	45	900	0,4	12	
ЭОП второго поколения							
ЭПМ-61В	25	320	32	70000	1,0	4,0	
ЭПМ-63В	17	320	45	40000	1,5	4,0	
ЭПМ-66Г	18	300	28	20000	_	3,5	
«Цей»	12	250	32	30000	1,0	4,5	
«Феникс»	15	250	32	30000	1.0	4.5	

Среди особенностей эксплуатации ЭОП следует особо выделить то, что во избежание повреждения материала фотокатода категорически запрещается подача напряжения на электроды ЭОП при попадании на фотокатод дневного света либо излучения других источников. Поэтому при исследованиях объектов с интенсивной фоновой засветкой на входном оптическом объективе необходимо устанавливать диафрагмы. При построении контрольно-измерительных систем активно используются цифровые технологии регистрации и обработки изображений, которые позволяют создать условия для автоматизации процессов сбора, обработки и систематизации экспериментальных данных. Одним из примеров эффективного внедрения современных технологических решений в экспериментальную практику может служить применение в измерительных комплексах цифровых регистраторов изображений, построенных на базе *приборов с зарядовой связью* (ПЗС). Эти приборы приходят на смену регистраторам на основе фотоматериалов, и в настоящее время спектр их использования простирается от широко используемой цифровой фото- и видеотехники до уникальных образцов исследовательского оборудования.

Долгое время активному применению ПЗС-приемников препятствовали имевшиеся недостатки в технологиях изготовления составляющих их основу полупроводниковых кристаллических элементов требуемого размера. Специфика проблемы связана с технологией производства и чрезвычайно жесткими требованиями к однородности исходного кремния и степени совершенства технологического процесса. Выпускавшиеся полупроводниковые элементы обладали неоднородными характеристиками, у них наблюдалась заметная нестабильность параметров, создаваемые приборы имели низкое разрешение и характеризовались высоким уровнем шумов. В дальнейшем благодаря развитию и совершенствованию технологии изготовления ПЗС, а также существенному скачку в развитии сопутствующих электронных средств и, прежде всего, с увеличением мощностей и быстродействия аналого-цифровых преобразователей стало возможным более широкое и эффективное применение ПЗС. После начала серийного производства изначально дорогих ПЗС-матриц многим фирмам удалось добиться резкого снижения их себестоимости. Малые габариты, низкое энергопотребление, простота и надежность в эксплуатации цифровых регистраторов световых потоков на основе ПЗС определили их востребованность в различных областях науки и техники. Появление миниатюрных телекамер дало толчок к созданию специальной микровидеотехники.

Функционально ПЗС – это прибор, воспринимающий изображение, осуществляющий его разложение на элементарные фрагмен-

ты, поэлементное считывание (сканирование) и формирование на выходе сигнала, содержащего информацию о регистрируемом изображении. ПЗС представляет собой фоточувствительную МДПмикросхему с матричной структурой, образованной системой расположенных рядом друг с другом электродов. Электроды расположены на близком расстоянии друг от друга (~ 1 мкм), при этом их электрические поля внутри кристалла полупроводника перекрываются, создавая условия для их взаимного влияния. Современные ПЗС изготавливаются с поликремниевыми электродами (кремний, осаждаемый из газовой фазы), которые для достижения достаточно низкого сопротивления легируются бором или фосфором. Прозрачность подобного электродного слоя облегчает использование ПЗС в качестве приемников оптического изображения.



Рис. 67. Элемент трехфазного ПЗС

На рис. 67 представлена схема построения пиксела трехфазного ПЗС. Структура приборов с зарядовой связью строится на основе кремниевой подложки *p*-типа *1*, на которой формируется изолирующий слой двуокиси кремния *2* и система электродов *3*. Полупроводниковую подложку *p*-типа получают легированием кристалла кремния акцепторными примесями.

В течение первой фазы работы ПЗС (режим накопления заряда) на один из трех электродов пиксела подается положительный потенциал (+V), при этом два соседних электрода остаются под нулевым потенциалом относительно подложки. Благодаря возникающему электрическому полю под положительно смещенным электродом образуется так называемая потенциальная яма – область, обедненная основными носителями (дырками). Глубина потенциальной ямы зависит от степени легирования кремния и величины приложенного к электроду потенциала. Типичные значения глубины потенциальной ямы – единицы микрометров.

При поглощении излучения, падающего на ПЗС со стороны электродов, в результате внутреннего фотоэффекта в подложке генерируются пары носителей заряда (электроны и дырки) и электростатическое поле в области пиксела «расталкивает» сформированные пары, вытесняя дырки в глубь кремния. В результате этого электроны накапливаются в потенциальной яме и формируют электронный пакет, суммарный заряд которого определяется локальной интенсивностью излучения. Из-за низкой концентрации дырок рекомбинация электронов в обедненной области происходит медленно, и сформированный электронный зарядовый пакет может сохраняться в течение относительно длительного времени (1 – 100 мс). В то же время движение носителей заряда, образованных за пределами обедненной области, происходит в основном только за счет диффузии. Это увеличивает вероятность того, что их рекомбинация произойдет прежде, чем они попадут под действие градиента электрического поля обедненной области.

На второй фазе работы ПЗС происходит считывание информации об изображении, которая записана в виде зарядовых пакетов, сформированных в ячейках матрицы. Работа прибора на данном этапе основана на существующей возможности переноса заряда между электродами ПЗС. Заряд, накопленный под одним электродом, может быть перенесен под соседний электрод, если его потенциал будет увеличен, в то время как потенциал первого электрода будет уменьшен. В результате этого под вторым электродом образуется новая потенциальная яма и создаются условия для перехода в нее зарядового пакета. Очевидно, что для передачи зарядовых пакетов необходимо и достаточно трех электродов: передающего, принимающего и изолирующего (разделяет принимающий и передающий электроды соседних пикселов). Одноименные электроды таких троек могут быть соединены друг с другом в единую тактовую шину, требующую лишь одного внешнего вывода (рис. 68, а). Так формируется простейший трехфазный регистр сдвига на ПЗС, образующий отдельную строку изображения. Тактовые диаграммы работы регистра показаны на рис. 68, б.



**Рис. 68.** Трехфазный регистр сдвига на ПЗС (*a*) и тактовые диаграммы управления (*б*)

Для нормальной работы регистра сдвига в каждый момент времени, по крайней мере, на одной тактовой шине должен присутствовать потенциал хранения заряда и на одной — низкий потенциал (потенциал барьера). При повышении потенциала на одной шине и понижении его на другой (предыдущей) происходит одновременная передача всех зарядовых пакетов под соседние затворы, и за полный цикл (один такт на каждой фазной шине) происходит передача (сдвиг) зарядовых пакетов на один элемент регистра. На рис. 68, *а* схематично показаны потенциальные ямы, сформированные под двумя электродами, что соответствует моменту времени  $t_1$ , когда осуществляется перенос зарядового пакета от электродов фазы 1 к электродам фазы 2.

Двумерный массив (матрицу) элементов изображения получают, изготавливая на подложке ПЗС множество идентичных, расположенных параллельно строк пикселов. Для предотвращения перетекания зарядовых пакетов между строками матрицы они разделяются с помощью так называемых стоп-каналов, которые представляют собой полоски с повышенной концентрацией легирующей примеси, что препятствует образованию обедненной области под стопканалом и формированию потенциальной ямы. В конце строки ПЗС устанавливается элемент вывода, где формируется последовательность импульсов напряжения, амплитуда которых определяется величиной заряда в ячейках строки. В дальнейшем этот сигнал усиливается, оцифровывается и передается для последующей обработки.

Используемые при построении фоторегистрирующих систем ПЗС различаются своей архитектурой и реализованными в них режимами считывания изображений. Существуют четыре типа ПЗС: линейные, чересстрочные, полноформатные и с покадровым переносом. Наиболее простой структурой обладают линейные ПЗС, в которых происходит сканирование каждой строчки изображения при последовательном выстраивании картины. Этот процесс считывания является относительно медленным и ограничен в возможности его использования в современных быстрых фотокамерах, что и определило необходимость разработки более сложных и совершенных структур ПЗС. Работа по усовершенствованию существующих и разработке новых типов ПЗС непрерывно проводится ведущими фирмами производителями.

По своим принципиальным возможностям ПЗС представляют собой приборы, способные определять лишь градации интенсивности светового потока (градации серого). Для того чтобы прибор можно было использовать для регистрации цветных изображений, применяется метод разложения исходного светового потока на три основные цветовые составляющие (синяя, красная, зеленая) с последующей их регистрацией.

В большинстве цифровых камер для регистрации цветных изображений применяются специальные массивы светофильтров «цветовой модели Байера». Массив светофильтров устанавливается на пути светового потока над поверхностью матрицы ПЗС. Светофильтры расположены вперемежку, в шахматном порядке, при этом красные и синие фильтры расположены между зелеными. Световой поток, прошедший через светофильтр, попадает на отдельный элемент матрицы ПЗС, где и регистрируется информация об интенсивности потока с соответствующей длиной волны. Альтернативный метод регистрации цветных изображений реализуется в трехматричных системах, где исходное изображение расщепляется с помощью специальной призмы на три изображения, попадающие на три отдельные ПЗС. Перед каждым ПЗС установлен светофильтр одного из основных цветов. Совмещение всех трех сигналов воедино происходит в устройстве формирования изображения, уже после того, как сигнал преобразован из аналогового вида в цифровой.

Благодаря применению новейших высокоточных технологий в изготовлении ПЗС, эти приемники излучения в настоящее время стали доминирующими в системах регистрации изображений, что позволило вывести их на принципиально новый уровень, расширить функциональные возможности и сделать доступными для широкого применения. Число отдельных элементов современных серийно выпускаемых ПЗС приборов составляет 10<sup>6</sup> – 10<sup>7</sup> при сантиметровых линейных размерах фоточувствительной поверхности.

## 2.3. Методы исследования оптически прозрачных систем

Оптические методы диагностики являются важным источником информации о процессах, происходящих в плазменных образованиях различных импульсных электрофизических установок. В проводимых исследованиях не только изучаются характеристики собственного излучения плазмы, его мощность и спектральный состав, но и применяются специальные методики. В основе этих методик лежит принцип зондирования плазмы с помощью излучения, генерируемого внешними импульсными источниками, в качестве которых используются точечные искровые источники и лазерные установки. Применение лазеров в качестве зондирующих источников привело к развитию и усовершенствованию традиционной оптической диагностики, а также к разработке принципиально новых диагностических методов, которые позволяют исследовать параметры различных плазменных объектов с высоким пространственным и временным разрешением.

Основу методов оптического зондирования составляет то, что при прохождении электромагнитной волны через изучаемый плазменный объект в нее вносятся искажения, исследуя которые получают информацию о пространственном распределении коэффициентов поглощения и преломления плазмы. В результате обработки экспериментальных данных на основе теоретической модели, применимой к изучаемой плазме, определяются такие параметры, как температура, плотность и концентрация составляющих плазму частиц. Интерпретация полученных из наблюдений результатов достаточно сложна, неоднозначна и требует глубокой теоретической проработки. Среди множества факторов, вызывающих возмущения зондирующего излучения, которые необходимо учитывать при разработке диагностической системы и обработке полученных экспериментальных данных, можно отметить собственное излучение плазмы, поглощение, рассеяние, рефракцию.

В соответствии с обобщенным определением рефракцией света называют явление искривления светового луча при его распространении в средах с непрерывно изменяющимся показателем преломления, т.е. в средах, в которых имеется градиент показателя преломления. В то же время во многих специальных научных трудах под рефракцией понимают собственно эффект изменения показателя преломления плазмы под влиянием различных плазменных компонентов. Эта терминология используется при рассмотрении материала данной главы.

Плазма представляет собой смесь частиц различного рода, которые вызывают изменение показателя преломления, причем влияние на рефракцию плазмы ее различных компонентов можно считать аддитивным, т.е. показатель преломления среды определяется в соответствии со следующим выражением:

$$n-1 = \sum_{k} C_k N_k$$
, (2.19)

где  $C_k$  – удельная рефракция частиц k-го сорта в расчете на одну частицу;  $N_k$  – концентрация соответствующих частиц. Вклад электронной составляющей в рефракцию плазмы можно найти из соотношения

$$n_e^2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$$
, (2.20)

где  $\omega = 2\pi c/\lambda$  – круговая частота светового излучения, проходящего через плазму (*c* – скорость света);  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m}$  – электронная плазменная частота. Формула (2.20) справедлива при условии, что частота  $\omega$  много больше частоты соударений между электронами и тяжелыми частицами  $\omega_c$ , а также электронной циклотронной частоты  $\omega_e \approx eH / mc$  (*e* и *m* – заряд и масса электрона, *H* – напряженность магнитного поля). Если одновременно с этим выполняется условие  $\omega_p/\omega \ll 1$ , то соотношение (2.20) может быть представлено в виде

$$n_e - 1 \approx -\frac{1\omega_p^2}{2\omega^2} = -\frac{e^2\lambda^2}{2\pi mc^2} N_e = -4,49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e \,. \tag{2.21}$$

Расчеты показывают, что для излучения в видимой области спектра данное соотношение применимо до значений электронной плотности 10<sup>19</sup> – 10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup> при любых практически достижимых напряженностях магнитного поля. Для большинства газов абсолютная величина рефракции атомов в расчете на одну частицу составляет  $C_a \approx 10^{-24} - 10^{-23} \text{ см}^3$ , что приблизительно на 1 – 2 порядка меньше соответствующей величины для электронов (при λ =  $C_e = -4.49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 \approx -10^{-22} \text{ см}^3$ ). Поэтому при исследова-= 500 нм нии плазменных объектов, имеющих степень ионизации, превышающую несколько процентов, допустимо предположение о том, что основной вклад в рефракцию вносит электронная составляющая плазмы. Соответственно, в результате обработки экспериментальных данных может быть получена информация о концентрации электронов в плазме. При изучении плазменных объектов, интегральная рефракция которых определяется влиянием нескольких компонентов, для выявления вклада каждого из компонентов требуются исследования с использованием излучения на различных длинах волн.

При проведении исследований плазменных объектов с помощью лазерного излучения необходимо учитывать, что при мощных импульсах могут возникать изменения свойств плазмы исследуемого объекта, например локальный нагрев и ионизация. Это в свою очередь может явиться источником искажений получаемых результатов. Поэтому при отработке экспериментальной методики необходимо учитывать, что существуют определенные критические значения интенсивностей лазерного излучения  $I_{кр}$ , выше которых нельзя пренебрегать искажающим воздействием излучения на плазму. Исследования показывают, что в низкотемпературной плазме существенные изменения состояния возбуждения и ионизации, приводящие к изменению оптических свойств плазмы, начинаются при значениях  $I_{\rm kp} = 10^7 - 10^9 \, {\rm Bt/cm^2}$ . Интенсивности такого уровня легко достигаются при фокусировании излучения лазеров, работающих в режиме модулированной добротности. Так. если импульс излучения длительностью 20 нс обладает энергией 1 Дж, а площадь поперечного сечения лазерного пучка равна 10<sup>-2</sup> см<sup>2</sup>, то максимальное значение интенсивности составит  $I \approx 5 \cdot 10^9 \text{ Bt/cm}^2$ . При использовании для диагностики плазмы несфокусированных или расширенных лазерных пучков (что обычно выполняется при теневых и интерференционных исследованиях) импульсы излучения имеют интенсивности, существенно меньшие по сравнению с критическим уровнем, что позволяет в данных случаях полностью пренебречь искажениями параметров плазмы.

При разработке диагностической системы, использующей зондирующее излучение, необходимо рассматривать широкий круг вопросов, связанных с различными аспектами взаимодействия излучения с плазмой. Например, оптические свойства плазмы существенно изменяются в случае проявления эффектов резонансного поглощения, которые возникают при совпадении длины волны зондирующего излучения с линией поглощения какого-либо из компонентов плазмы. Резонансное поглощение оказывает влияние на интегральную рефракцию плазмы и приводит к существенному снижению значений критической интенсивности излучения.

Одной из характерных особенностей условий проведения исследований плазменных объектов является то, что они обладают интенсивным собственным излучением, создающим мощную фоновую засветку регистрирующей аппаратуры. По этой причине для проведения экспериментов требуется применение систем зондирующего излучения с высокой яркостью в исследуемом спектральном диапазоне, а также введение в оптическую схему эксперимента дополнительных элементов, таких, как оптические светофильтры различных типов, диафрагмы, быстродействующие оптические затворы и т.д. В качестве источников интенсивных световых импульсов в ближнем ультрафиолетовом и видимом спектральном диапазоне традиционно применяются излучатели на основе импульсных электрических разрядов. В зависимости от конкретных условий проведения экспериментов (требуемой мощности светового потока, его длительности, спектральных характеристик, линейных размеров излучателя) могут использоваться различные модификации ламп-вспышек либо точечные искровые источники. Разработанные и используемые в экспериментальных диагностических системах импульсные излучатели имеют широкий диапазон параметров. Уровень энергии, выделяющейся в разряде в течение одного импульса, варьируется от  $10^{-3}$  до  $10^3 - 10^4$  Дж при длительностях генерируемых световых импульсов от единиц наносекунд до сотен микросекунд.

Принцип работы искровых источников излучения основан на использовании импульсных сильноточных электрических разрядов, формируемых, как правило, в газовых средах при давлениях от нескольких атмосфер до десятков мегапаскалей. Конструктивно разрядные узлы излучателей строятся с использованием различных конфигураций электродных систем. В них могут применяться как открытые искры, характеризующиеся беспрепятственным расширением канала разряда в окружающий газ, так и капиллярные разряды. Характеристики генерируемого импульса светового потока зависят от многих факторов. Они определяются параметрами используемой системы импульсного электропитания разряда, конфигурации электродной системы, состава и давления газовой среды. Наибольшее распространение получили схемы электропитания, построенные на основе емкостных накопителей, энергия которых выделяется в плазменном канале разряда. Режим протекания разряда, амплитуда импульса тока и его временные характеристики зависят от параметров элементов разрядного контура, а также плазменных процессов, происходящих в излучателе.

Исследования показывают, что оптический выход возбуждаемых в различных газовых средах разрядов, который определяется как доля энергии накопителя, превращаемая в энергию оптического излучения, может изменяться на несколько порядков – от сотых долей процента до нескольких процентов. Искровые источники излучения имеют спектр излучения смешанного типа: на фоне континуума, максимум которого смещен в область ближнего ультрафиолета, выделяются отдельные линии различных компонентов, входящих в состав плазмы разряда. Для создания искровых источников, обладающих высокой мощностью потока излучения, обычно используются импульсные дуговые разряды. Минимальная длительность импульсного излучения дуговых разрядов оценивается величиной порядка 10<sup>-7</sup> с, причем ограничения на минимальную длительность в данном случае определяются главным образом относительно медленным процессом охлаждения плазмы разряда. На основе точечных искровых излучателей возможно создание систем для проведения многокадровых исследований плазменных объектов. В данном случае в диагностической системе используется несколько независимых оптических каналов, включающих в себя искровой источник излучения и регистратор оптического изображения. Каждый из искровых разрядников имеет собственную систему импульсного электропитания и срабатывает в заданный момент времени.

Искровые источники не обладают направленностью излучения. Их излучение не когерентно, и создаваемое ими электромагнитное поле является результатом суперпозиции полей от элементарных излучателей. Такие источники излучают в пределах всего телесного угла 4 $\pi$ .

Для получения направленного излучения на относительно большом расстоянии от искрового источника устанавливается диафрагма. Чем больше расстояние и чем меньше диаметр диафрагмы, тем меньше расходимость светового пучка за диафрагмой. Однако одновременно происходит снижение энергии излучения, поскольку плотность потока излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника до диафрагмы. Получить направленное излучение искрового источника можно, если разместить его в фокальной плоскости линзы коллиматора. При этом расходимость пучка света пропорциональна линейным размерам излучателя, поэтому, чем меньшую расходимость необходимо получить, тем меньше должен быть источник, и тем меньше будет энергия в пучке.

Широкие возможности по усовершенствованию методов оптической диагностики и расширению их возможностей открылись благодаря использованию лазеров в качестве зондирующих источников излучения. Современные диагностические комплексы позволяют

исследовать параметры плазмы с высоким пространственным и временным разрешением. Существует огромное множество лазеров, работающих на разных активных средах, использующих различные способы накачки, отличающихся размерами, данными выходной мощности, энергии и характеристиками самого излучения. В лазерах используются различные режимы генерации. Среди широко применяемых в настоящее время типов лазеров можно отметить: твердотельные (на кристаллах и стеклах); газовые; лазеры на красителях; полупроводниковые; лазеры на свободных электронах и т.д. Выходная мощность изменяется от милливаттных уровней в непрерывных лазерах до сотен тераватт в импульсных лазерных системах. Излучение лазеров охватывает диапазон длин волн от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной области спектра. Длительности лазерных импульсов варьируются от миллисекунд до фемтосекунд в лазерах с синхронизацией мод. Такое разнообразие лазерных установок способствует большому разнообразию их применений.

Лазеры генерируют когерентное оптическое излучение, основанное на использовании эффекта вынужденного излучения. При наличии инверсной населенности уровней энергии  $E_2$  и  $E_1$  активной среды ( $E_2 > E_1$ ) вынужденное излучение превалирует над поглощением и свет с резонансной частотой  $\omega = (E_2 - E_1)/h$  усиливается при прохождении через среду. Для возникновения генерации вводят положительную обратную связь, располагая активную среду в оптическом резонаторе, который в простейшем случае состоит из двух параллельных зеркал. Одно из зеркал резонатора делается полупрозрачным для частичного вывода излучения. Генерируемое излучение характеризуется наличием пространственного распределения поля – продольных и поперечных мод излучения.

Среди основных свойств лазерного излучения следует отметить высокую когерентность; высокую спектральную яркость; возможность генерации импульсов предельно малой длительности (до  $\tau \approx 10^{-14}$  с); высокую мощность излучения (до  $10^{14}$  Вт) в импульсном режиме генерации. Временные характеристики лазеров очень разнообразны. Существуют лазеры непрерывного действия, чаще всего это газовые лазеры. Большинство жидкостных и твердотельных лазеров работают в импульсном режиме, длительность которых составляет десятки – сотни микросекунд при работе в режиме сво-

бодной генерации, десятки наносекунд в режиме с модулированной добротностью и пикосекунды в режиме синхронизации мод. Лазерное излучение является существенно более когерентным, чем излучение любых других источников, что позволило использовать его для интерференционных методов диагностики плазмы. В условиях многомодовой генерации жидкостные и твердотельные лазеры генерируют излучение с шириной полосы в пределах от 0,1 до 100 Å. В одномодовом режиме ширина линии излучения не превышает  $10^{-5}$  Å. Газовые лазеры генерируют несколько узких линий в пределах доплеровской ширины линии усиления.

Лазеры генерируют излучение, сосредоточенное в узком телесном угле. Угловая расходимость  $\xi$  одномодового лазера определяется дифракцией на выходном отверстии  $d_{\pi}$  лазера, и для длины волны  $\lambda$  удовлетворяет соотношению  $\xi \approx \lambda/d_{\pi}$ . Если наряду с продольными генерируются поперечные моды излучения, то угловая расходимость лазера существенно возрастает и может достигать десятых долей градуса. Благодаря малой расходимости лазерного излучения практически весь световой поток излучается в пределах малого телесного угла  $d\Omega \approx \xi^2$  в направлении оси лазера, в результате чего лазеры имеют огромные значения яркости:

$$B = d\Phi / d\sigma \cdot d\Omega \cdot \cos \psi, \qquad (2.22)$$

где  $d\Phi$  – световой поток, выходящий из элемента светящейся поверхности  $d\sigma$  в пределах телесного угла  $d\Omega$ ;  $\psi$  – угол между направлением наблюдения и нормалью к светящейся поверхности. Интенсивность лазерного излучения особенно велика в случае фокусировки светового потока. Диаметр пятна фокусировки определяется расходимостью излучения  $\xi$  и фокусом линзы *f* и равен  $D_f = \xi f$ .

Излучение лазеров чаще всего плоскополяризовано, что обусловлено отражением от наклонных поверхностей, а также двойным лучепреломлением в кристаллах. Энергия, излучаемая в отдельном лазерном импульсе для различных типов установок, меняется в широких пределах от  $10^{-3}$  до  $10^4$  Дж. Импульсы малогабаритных твердотельных лазеров, используемых в лабораторных экспериментальных комплексах, как правило, имеют энергию в диапазоне 10<sup>-3</sup> – 0,1 Дж. Для получения импульсов большей мощности могут применяться дополнительные усилительные элементы.

В качестве активной среды твердотельных лазеров используются кристаллы либо аморфные диэлектрики, в которые введены примесные ионы, выступающие в роли активных центров. Обычно лазерные кристаллы имеют диаметр несколько миллиметров и длину несколько сантиметров. Оптический резонатор может быть образован внешними зеркалами либо путем нанесения отражательных слоев непосредственно на торцевые поверхности кристалла. Наиболее часто возбуждение активной среды твердотельных лазеров производится облучением импульсными лампами-вспышками, наполненными инертными газами (криптон, ксенон), которые либо обвивают кристалл, либо помещаются в один из фокусов эллиптического цилиндра с зеркальными стенками. Импульсное электропитание ламп-вспышек осуществляется при разряде емкостных накопителей энергии. Следует отметить, что накачка газоразрядными лампами имеет несколько характерных недостатков, которые определяются несогласованностью спектра излучения лампы с линиями поглощения активаторных ионов в кристалле, необходимостью использования высоковольтных систем электропитания, а также сложностью фокусировки излучения на активный элемент лазера. Требуемая мощность накачки достаточно высока, поэтому во избежание нагрева лазер может работать только в импульсном режиме. Непрерывный режим работы лазера возможен только при малых выходных мощностях излучения.

При разработке новых сред для твердотельных лазеров значительное внимание уделяется поиску материалов, обладающих интенсивными полосами поглощения в широком спектральном диапазоне, что увеличит эффективность накачки широкополосным излучением газоразрядных источников. Прогресс в области разработки и применения лазерных систем привел к созданию твердотельных лазеров нового класса, в которых в качестве источников накачки используются полупроводниковые инжекционные лазеры. Данный способ накачки обеспечивает существенное увеличение КПД и создает возможность для уменьшения габаритов лазерных систем. Активная излучающая область лазеров имеет характерные габаритные размеры, составляющие доли миллиметра. Резкое возрастание эффективности накачки обусловлено тем, что излучение лазерных диодов спектрально согласуется с полосами поглощения активаторных ионов в генерирующем кристалле. Дальнейшее развитие лазеров с диодной накачкой предполагает комплексное рассмотрение вопросов, связанных с оптимизацией резонаторов, согласующей оптики и источников накачки.

Одной из важных характеристик лазерного излучения, определяющих возможность его использования для оптической диагностики различных объектов, является когерентность. В этой связи отметим ряд факторов, которые вызывают нарушения пространственной и временной когерентности излучения. Используемые для построения твердотельных лазеров кристаллы имеют неоднородные характеристики по своему поперечному сечению. В результате этого оптические пути на различных расстояниях от его оси изменяются, и могут возникать несколько независимых «нитей» излучения. Это приводит к нарушению когерентности выходного излучения с различных точек на торце стержня.

Временная когерентность лазерного луча нарушается из-за локального гашения инверсной населенности. Формируемый в режиме свободной генерации импульс излучения, имеющий интегральную длительность от  $10^{-5}$ до  $10^{-3}$  с, характеризуется резкими перепадами мощности излучения и состоит из множества отдельных импульсов длительностью порядка  $10^{-6}$  с. Генерация отдельного импульса излучения начинается в момент, когда под действием накачки достигается определенный уровень инверсной населенности. После этого благодаря вынужденному испусканию населенность верхнего лазерного уровня обедняется быстрее, чем пополняется за счет излучения накачки, что приводит, в конце концов, к срыву условий генерации и прекращению импульса. В дальнейшем если действие облучения накачки продолжается, то в кристалле вновь восстанавливается инверсная населенность, что создает условия для повторной генерации импульса излучения.

Для реализации условий, при которых лазер в каждом акте генерации будет формировать единственный мощный импульс излучения (~  $10^{-8}$  с), используется режим модулированной добротности оптического резонатора. Один из методов реализации данного режима работы с возможностью обеспечения точной временной син-

хронизации момента срабатывания лазера предполагает установку в резонаторе лазера быстродействующего оптического затвора, в качестве которого может использоваться, например, ячейка Поккельса или ячейка Керра (рис. 69). Затвор открывается на короткое время при подаче на его электродную систему управляющего сигнала  $U_{ynp}$ . При этом резко возрастает добротность резонатора, и вся энергия, накопленная активной средой лазера, излучается в виде короткого, так называемого гигантского импульса излучения  $\Phi$ .



Рис. 69. Модуляция добротности оптического резонатора: *1* – зеркала резонатора; *2* – кристалл; *3* – оптический затвор; *4* – импульсная лампа накачки

На рис. 70 представлены зависимости от времени добротности резонатора O, инверсии населенности G и мощности излучения P<sub>ф</sub> при работе лазера в режиме модулированной добротности, для генерации гигантских импульсов, обладающих высокой пиковой мощностью. Возникновение генерации задерживается относительно момента начала накачки активной среды лазера путем удержания затвора в закрытом состоянии, благодаря чему резонатор имеет малую добротность. В таком состоянии, когда инверсия населенности существенно превышает пороговую величину G<sub>п</sub>, система может сохраняться в течение определенного времени. В момент времени  $t_1$ затвор открывается, вызывая резкое увеличение добротности резонатора и создавая условия для формирования импульса излучения. Генерация излучения возникает с некоторой задержкой в момент времени  $t_2$ , мощность излучения  $P_{\Phi}$  возрастает. Одновременно уровень инверсной населенности снижается, так как в режиме генерации излучения верхний лазерный уровень обедняется быстрее, чем пополняется под действием излучения накачки. В момент времени *t*<sub>3</sub>, инверсия населенности падает ниже порогового уровня, что вызывает спад амплитуды лазерного импульса. В дальнейшем мощность импульса непрерывно снижается, а инверсия из-за продолжения процесса вынужденного излучения в конце концов исчезает.



Рис. 70. Временные характеристики лазера в режиме модуляции добротности

Среди различных типов твердотельных лазеров широкое распространение получили лазеры, построенные на стеклянной основе либо на кристаллах иттрий-алюминиевого граната с добавкой ионов неодима. В этих лазерах наиболее интенсивный переход лежит в ближней инфракрасной области спектра и имеет длину волны  $\lambda = 1,06$  мкм. Для получения выходного излучения в видимой части спектра с длиной волны  $\lambda = 0.53$  мкм на практике используется эффект генерации второй гармоники излучения в нелинейных кристаллах. Генерация второй гармоники связана с нелинейными оптическими свойствами некоторых нецентросимметричных кристаллов, в частности дигидрофосфата калия (KDP, формула KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>) или калийтитанилфосфата (КТР, формула КТіОРО<sub>4</sub>). При облучении данных кристаллов светом лазера, поляризованным под определенным углом и с точным согласованием между направлением распространения света и оптической осью кристалла, генерируется вторая гармоника излучения, т.е. происходит удвоение частоты.

Газовые лазеры характеризуются более узкими полосами поглощения их активных сред по сравнению с твердыми веществами, в силу этого оптическая накачка с помощью газоразрядных ламп, имеющих широкий спектр излучения, оказывается неэффективной. Поэтому газовые лазеры обычно накачиваются путем возбуждения электрического объемного разряда непосредственно в активной среде лазера. В непрерывном режиме работы лазера среда возбуждается посредством стационарного тлеющего разряда, в импульсном режиме – с помощью импульсного разряда от высоковольтного источника электропитания. Наибольшее распространение среди лазеров, работающих на атомах инертных газов, приобрел гелийнеоновый лазер с линией генерации  $\lambda = 0,633$  мкм. В лазерных экспериментальных комплексах этот прибор используется главным образом для юстировки и настройки оборудования.

Таблица	2.4
---------	-----

Парамотр	Тип лазера			
Параметр	АИЛ-0,5	ЛГИ-21	ЛГИ-511	
Средняя мощность излучения, мВт	0,5	3,0	240	
Длина волны излучения, мкм	0,337	0,337	0,337	
Энергия импульса, мкДж	5	30	240	
Длительность импульса, нс	5	10	6 – 8	
Частота повторения импульсов, Гц	до 200	до 1 – 100	до 1000	
Спектральный	многомо-	многомо-	многомодо-	
состав излучения	довый	довый	вый	

Среди импульсных газовых лазеров следует отдельно выделить азотные лазеры, в которых генерация вынужденного излучения происходит на электронно-колебательных переходах молекулы азота. Излучение лазера лежит в ближней ультрафиолетовой области ( $\lambda = 0,337$  мкм). Характерная длительность импульсов составляет около 10<sup>-8</sup> с, при этом пиковая мощность излучения превышает 10<sup>6</sup> Вт. В табл. 2.4 представлены основные характеристики некоторых серийно выпускаемых азотных лазеров.

Как уже было отмечено выше, при проведении экспериментальных исследований часто возникает необходимость использования *быстродействующих оптических затворов*, обладающих минимальным временным разбросом и высокой скоростью срабатывания. Например, в мощных лазерных системах требуется управление моментом генерации светового потока излучения при обеспечении условий точной временной синхронизации процессов. Быстродействующие оптические затворы с наносекундными временами срабатывания не имеют подвижных механических частей, при этом их функции фотографического затвора выполняются вследствие воздействия электрических и магнитных полей на различные вещества. В экспериментальной практике нашло широкое применение несколько типов быстродействующих оптических затворов: ячейки Керра и Поккельса, магнитооптические затворы.

Принцип работы затворов с ячейками Керра основан на электрооптическом эффекте Керра (открыт в 1875 году), наблюдающемся в некоторых твердых телах, жидкостях и газах. В жидкостях и газах, не испытывающих воздействие электрических полей, молекулы ориентированы хаотически, и оптическая анизотропия среды отсутствует. Ситуация изменяется при наложении внешнего электрического поля, под действием которого оптически анизотропные молекулы вещества выстраиваются в цепочки, в результате чего среда становится анизотропной. Таким образом, при наложении поля объем, заполненный газом и жидкостью, приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого ориентирована параллельно полю.

На рис. 71 показаны основные элементы затвора с ячейкой Керра. Входной поляризатор 1 и выходной поляризатор 2 «скрещены» относительно друг друга под углом 90°, т.е. ориентированы так, что световой поток Ф не проходит через систему, если на электроды не подано напряжение. Ячейка Керра 3 представляет собой контейнер, заполненный жидкостью, по бокам которого закреплены электроды 4. Обычно поляризатор ориентирован так, что плоскость поляризации света на входе в ячейку составляет с направлением электрического поля E (оптической оси) угол в 45°.

Луч света, входящий в ячейку Керра, можно представить состоящим из двух лучей. У одного из них плоскость поляризации параллельна вектору напряженности электрического поля, у второго – плоскость поляризации перпендикулярна к полю. При наложении электрического поля благодаря искусственной анизотропии эти лучи будут распространяться с различными скоростями, между ними возникает фазовый сдвиг и свет приобретает эллиптическую поляризацию. В результате этого у светового потока возникает составляющая, способная проходить через выходной поляризатор. Если разность фаз лучей составляет 180°, то выходящий из ячейки свет оказывается плоскополяризованным в плоскости, перпендикулярной к направлению поляризации входящего пучка. Таким образом, при отсутствии электрического поля свет не проходит через ячейку, а при включении – проходит. Такое устройство можно использовать в качестве быстродействующего оптического затвора, так как эффект Керра характеризуется малым временем релаксации.



Рис. 71. Схема оптического затвора с ячейкой Керра

Проходя через ячейку Керра, обыкновенный и необыкновенный лучи приобретают фазовый сдвиг δ, определяемый формулой:

$$\delta \approx BlE^2 \,, \tag{2.23}$$

где B – электрооптическая постоянная Керра, зависящая от типа примененного в ячейке вещества; l – длина хода лучей; E – напряженность поля.

Энергия светового потока, прошедшего через оптический затвор с ячейкой Керра, может быть описана уравнением:

$$J_2 = K \cdot J_1 \cdot \sin 2\pi \delta \,, \tag{2.24}$$

где  $J_1$ ,  $J_2$  – световые потоки, прошедшие входной и выходной поляризаторы; K – коэффициент, учитывающий потери света в ячейке.

Характерное время релаксации эффекта Керра (время, необходимое для ориентации молекул и восстановления их хаотического расположения) составляет менее 10<sup>-10</sup> с. Это много меньшая величина по сравнению с длительностью фронтов управляющих импульсов напряжения, подаваемых на электроды ячейки. Поэтому основные ограничения скорости действия такого затвора связаны с параметрами электрической схемы управления. Практически осуществима быстрая периодическая работа затвора с частотой 10 МГц и выше. Точность срабатывания затворов определяется разбросом срабатывания коммутаторов в схеме управления затвором. Оптическое разрешение изображений, полученных с помощью ячеек Керра, достигает 50 штр./мм и определяется главным образом разрешением линз и фотоматериалов.

Из-за неидеальности поляризаторов ячейки Керра, находясь в закрытом состоянии, не могут перекрывать световой поток полностью, и в лучших комбинациях входного и выходного поляризатора относительное ослабление интенсивности пучка света не превышает 10<sup>5</sup>. Поэтому для предотвращения фоновой засветки в случаях, когда продолжительность свечения источника излучения велика по сравнению с временем требуемой экспозиции, необходимо применение дополнительных оптических затворов с другими принципами работы. Кроме этого необходимо учитывать, что используемые в ячейках Керра материалы имеют цветовой оттенок, а также достаточно высокий коэффициент поглощения, в результате чего полностью открытые затворы пропускают не более 20 % света.

Принцип работы магнитооптических высокоскоростных затворов основан на магнитооптическом эффекте Фарадея, открытом в 1845 г. Эффект проявляется в том, что при распространении по направлению внешнего магнитного поля плоскополяризованного луча происходит вращение его плоскости поляризации. Величина угла поворота плоскости поляризации определяется в соответствии с формулой

$$\Theta = V \cdot H \cdot l \cdot \cos \varphi , \qquad (2.25)$$

где V – постоянная Верде; H – напряженность магнитного поля; l – длина, проходимая светом в веществе;  $\varphi$  – угол между направлением распространения света и магнитного поля.

Основными элементами затвора (рис. 72) являются входной поляризатор *1*, выходной поляризатор *2* (плоскости поляризаторов скрещены), цилиндр *3*, изготовленный из прозрачного вещества, обладающего достаточно большой постоянной Верде. Соленоид 4 обеспечивает формирование продольного магнитного поля *H* при пропускании по его обмотке тока *I*. Свет изучаемого объекта, став плоскополяризованным после входного поляризатора, проходит через цилиндр и в отсутствие магнитного поля задерживается выходным поляризатором. Если же через соленоид пропустить ток, то плоскость поляризации повернется и часть света, падающего на выходной поляризатор, будет им пропущена.



Рис. 72. Магнитооптический затвор

Быстродействие магнитооптических затворов ограничивается, прежде всего, цепью формирования магнитного поля в соленоиде, поскольку крутой фронт магнитного поля требует получения высоких значений dI/dt на индуктивной нагрузке, что в свою очередь предполагает использование высоковольтных схем питания.

В основу работы еще одного класса быстродействующих оптических затворов положено явление, называемое эффектом Поккельса. Данное явление проявляется в том, что в некоторых кристаллах при наложении внешнего электрического поля возникает двойное лучепреломление, которого нет в отсутствие поля, причем разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей пропорциональна первой степени напряженности электрического поля.

Структура ячейки Поккельса представлена на рис. 73. Она состоит из скрещенных входного l и выходного 2 поляризаторов и кристалла 3, на торцах которого выполнены электроды 4. Оптическая ось кристалла и вектор напряженности внешнего электрического поля E ориентируются параллельно направлению распространения луча света. При наличии внешнего электрического поля возникает вторая оптическая ось, лежащая в плоскости, перпендикулярной к первой оптической оси, причем направление индуцированной оси в плоскости, перпендикулярной к направлению луча света, зависит от ориентировки кристалла. Таким образом, вторая оптическая ось кристалла перпендикулярна к направлению распространения света, и относительно этой оси свет испытывает двойное лучепреломление.



Рис. 73. Структура оптического затвора с ячейкой Поккельса

Две волны, имеющие векторы поляризации, параллельные главным осям кристалла и перпендикулярные к оптической оси, при распространении в кристалле приобретают разность фаз:

$$\delta = n^3 \cdot \omega \cdot r \cdot L \cdot E_Z / c , \qquad (2.26)$$

где L – длина кристалла в направлении распространения;  $E_Z$  – напряженность электрического поля; c – скорость света в вакууме;  $\omega$  – круговая частота волн; n – показатель преломления кристалла; r – электронно-оптическая константа. Из (2.26) следует, что изменение показателя преломления прямо пропорционально напряженности электрического поля, что позволяет осуществлять, в принципе, линейную модуляцию потока.

Одним из важных преимуществ эффекта Поккельса для практических применений является то, что при одинаковом управляющем напряжении он позволяет добиться большего изменения фазы по сравнению с эффектом Керра. Недостатки ячеек – падающий свет и модулирующее поле должны быть параллельны; необходимые при этом полупрозрачные электроды поглощают световую энергию, что приводит к потерям в освещенности изображения.

Светофильтры – устройства, меняющие спектральный состав или энергию падающей на них световой волны, не изменяя временных характеристик и формы сигнала. Основными характеристиками светофильтров являются их пропускание, определяемое как отношение прошедшего  $\Phi$  через светофильтр и падающего  $\Phi_0$  на него световых потоков:  $T = \Phi/\Phi_0$ , а также оптическая плотность:  $D = \lg 1/T$ . Если не учитывать многократных отражений в системе последовательно установленных светофильтров, то их интегральная оптическая плотность равна сумме их плотностей:

$$D = \sum_{i=1}^{k} D_i .$$
 (2.27)

Важнейшие оптические характеристики светофильтра – спектральные кривые пропускания  $T_{\lambda}$  и оптической плотности  $D_{\lambda}$ . Светофильтры называют *нейтральными* (*серыми*), если их оптическая плотность в исследуемом диапазоне не зависит от длины волны. Светофильтры, не удовлетворяющие этому условию, называют *селективными*. Примером серых светофильтров в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра могут служить тонкие пленки алюминия, полученные путем испарения металла на стеклянную или кварцевую подложку. Селективные светофильтры предназначены либо для отделения широкой области спектра, либо для выделения узкой спектральной области (узкополосные светофильтры).

У идеальных светофильтров область пропускания резко ограничена, и за ее пределами излучение через фильтр не проходит. Границы областей пропускания реальных светофильтров являются размытыми. В справочной литературе и технической документации на фильтры приводятся данные об оптической плотности D, о границах его областей пропускания, а также соответствующие графики кривых пропускания  $T_{\lambda}$ . На рис. 74 представлен типичный вид спектральных характеристик светофильтров различных типов. Узкополосные фильтры характеризуются длиной волны  $\lambda_{\text{макс}}$ , соответствующей максимуму пропускания; пропусканием в максимуме

 $T_{\text{макс}}$ ; полушириной полосы пропускания  $\Delta\lambda$ , за границы которого принимаются длины волн с  $T = T_{\text{макс}} / 2$ . Для фильтров, отрезающих либо длинноволновую, либо коротковолновую части спектра, приводят величину  $\lambda_{\text{пр}}$ , при которой пропускание снижается в два раза по сравнению с максимальным.



Рис. 74. Спектральные характеристики светофильтров

Наиболее широко применяются абсорбционные светофильтры, в которых ослабление света происходит в результате поглощения веществом фильтра. Частичное ослабление света при этом обусловлено процессами отражения от поверхностей фильтра, однако в большинстве случаев потери на отражение невелики и почти не селективны. Световой поток, прошедший через поглощающий слой, ослабляется в соответствии с законом Бугера:

$$\Phi_{\lambda} = \Phi_{0\lambda} \cdot 10^{-k(\lambda)l}, \qquad (2.28)$$

где  $k(\lambda)$  – коэффициент поглощения; l – толщина слоя.

В соответствии с этим законом для коэффициента пропускания можно написать:

$$T_{\lambda} \approx (1 - R_{\lambda})^2 10^{-k(\lambda)l}, \qquad (2.29)$$

где  $R_{\lambda}$  – коэффициент отражения света поверхностью фильтра.

Абсорбционный светофильтр постоянной толщины по-разному ослабляет лучи света, падающие на него под разными углами. От-

носительное изменение пропускания при падении света на фильтр под углом α составит:

$$\frac{dT_{\lambda}}{T_{\lambda}} \approx 1,2D_{\lambda} \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}.$$
(2.30)

В соответствии с (2.30) стеклянный светофильтр (n = 1,5) с оптической плотностью  $D_{\lambda} = 2$  для лучей, падающих под углом 30°, будет иметь оптическую плотность на 27 % меньшую по сравнению с плотностью для лучей, падающих по нормали.

Стеклянные светофильтры устойчивы к световым и тепловым воздействиям, а также характеризуются высокими однородностью и оптическим качеством. Широкий ассортимент цветных стекол позволяет решать задачу предварительной монохроматизации и выделения требуемой области спектра. Максимальное пропускание большинства стеклянных светофильтров лежит в диапазоне от 0,8 до 1. Следует иметь в виду, что задержанный абсорбционным фильтром поток полностью преобразуется в тепло, и фильтры иногда сильно нагреваются, что приводит к изменению их оптических свойств, а иногда и к растрескиванию. Промышленность выпускает более ста паспортизованных образцов светофильтров с размерами пластинок 80х80 мм и 40х40мм.

К отдельному классу фильтров относятся интерференционные светофильтры, обладающие узкой полосой пропускания, ширина которой для многих из них составляет 10 – 30 нм. Простейший интерференционный светофильтр представляет собой интерферометр Фабри-Перо (плоскопараллельная пластина с полупрозрачным зеркальным напылением на поверхностях) с малым промежутком между зеркалами (порядка длины волны). Условие образования интерференционного максимума светофильтра имеет вид

$$2t \cdot n \cdot \cos \varphi = k\lambda, \qquad (2.31)$$

где t – толщина пластинки; n – показатель преломления пластины;  $\varphi$  – угол падения излучения на зеркальную поверхность внутри пластины;  $\lambda$  – длина волны излучения. Из (2.31) следует, что длина волны полосы пропускания зависит от угла падения света на фильтр. Данная зависимость ограничивает угловую апертуру фильтруемых световых пучков, которая не должна превышать

$$2\varphi = 2n\sqrt{2\delta\lambda/\lambda} , \qquad (2.32)$$

где  $\delta\lambda/\lambda$  – допустимое относительное смещение максимума пропускания.

Если оптическая толщина интерферометра равна  $\Delta$ , то он имеет ряд полос пропускания с длинами волн:  $\lambda_{\text{макс1}} = 2\Delta$ ;  $\lambda_{\text{макс2}} = 2\Delta/2$ ;  $\lambda_{\text{макс3}} = 2\Delta/3$  и т.д. Фильтр, предназначенный для выделения первой, наиболее длинноволновой полосы пропускания, называется фильтром первого порядка. Он имеет оптическую толщину  $\Delta = \lambda_{\text{макс1}}/2$  и, в принципе, нуждается в подавлении коротковолновых максимумов пропускания. Это может достигаться с помощью систем абсорбционных фильтров, либо благодаря их поглощению непосредственно в материале подложки фильтра. Так, в фильтрах первого порядка, рассчитанных на длину волны меньше 0,6 мкм, поглощение коротковолновых максимумов происходит в стеклянной основе фильтра.

Для интерференционных фильтров характерно наличие далеко простирающихся «крыльев» их спектральных кривых, в результате чего в пределах полосы пропускания проходит около 80 % от полного интегрального пропускания. Подобное обстоятельство может приводить к формированию сильной фоновой засветки регистрирующего оборудования при исследовании объектов, обладающих широким спектром излучения. В данном случае требуется применение системы дополнительных фильтров, выполняющих функцию предварительной монохроматизации потока излучения.

*Теневые методы* широко применяются для исследования структуры прозрачных фазовых неоднородностей плазменных образований. Они оказываются наиболее удобными для визуализации резких скачков показателя преломления, возникающих, например, на ударно-волновых фронтах и турбулентностях плазмы. На рис. 75 представлена наиболее простая по своей структуре схема теневых исследований на основе метода светящейся точки.

Исследуемый объект *О* просвечивается пучком световых лучей, исходящих из точечного источника *S*. В результате вариации показателя преломления (или толщины объекта) световые лучи, прохо-

дящие через различные его участки, отклоняются под разными углами, что и приводит к перераспределению освещенности на экране Э.



Рис. 75. Метод светящейся точки теневых исследований

В первом приближении относительные изменения освещенности экрана I определяются второй производной показателя преломления n(x, y, z), проинтегрированной вдоль линии наблюдения z, и описываются соотношением

$$\frac{\Delta I}{I} \sim l \int_{z_1}^{z_2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) n(x, y, z) dz , \qquad (2.33)$$

где l – расстояние между исследуемой неоднородностью и экраном. В соответствии с (2.33), исследуя распределение освещенности в плоскости экрана, можно получить информацию о второй производной показателя преломления, и путем двукратного интегрирования  $\partial^2 n / \partial x^2$  осуществить переход к абсолютным значениям оптической толщины объекта в направлении наблюдения и показателя преломления. Разрешающая способность метода светящейся точки зависит от многих факторов, определяемых условиями проведения исследований. Важную роль при этом играют реальные размеры источника излучения, эффекты, связанные с рефракцией излучения, дифракционные явления и т.д.

При использовании в эксперименте вместо идеализированного точечного источника с бесконечно малыми размерами излучателя, имеющего конечные линейные размеры  $\rho_s$ , возникает размытие границ деталей объекта. Исходя из геометрических соображений, можно записать, что размер тени от детали объекта с размером *a* равен a' = ah / (h - l). При этом размытие границ  $\Delta a'$  составит:  $\Delta a' = \rho_S l / (h - l)$ , где h – расстояние от источника до экрана; l – расстояние от объекта до экрана. В результате отклонения светового луча при его прохождении через оптическую неоднородность на угол  $\varepsilon$  соответствующее смещение на экране составит  $\Delta x = \varepsilon \cdot l$ . В подобных условиях минимальный размер детали *а*<sub>мин</sub> исследуемого объекта и минимальное угловое отклонение  $\varepsilon_{\text{мин}}$ , которые можно обнаружить с помощью теневой методики, определится из условия:  $a' = \Delta a'$ ;  $\Delta x = \Delta a'$ . Очевидно, что в этом случае

$$a_{\text{MUH}} = \rho_S l / h , \qquad (2.34)$$
$$\varepsilon_{\text{MUH}} = \rho_S / (h - l) .$$

Из соотношений (2.34) следует, что при уменьшении размера источника уменьшаются угловые отклонения и детали структуры объекта, которые могут быть зарегистрированы (т.е. улучшается разрешающая способность метода). В то же время уменьшать размеры источника имеет смысл только до тех пор, пока геометрическое размытие тени  $\Delta a'$  превышает величину размытия, которое определяется дифракционными явлениями на границах и резких оптических неоднородностях объекта:  $\Delta a'' \approx \sqrt{\lambda lh / (h - l)}$ . Если в данном случае в качестве условия для выбора оптимального размера излучателя  $\rho_{\text{опт}}$  принять равенство  $\Delta a' = \Delta a''$ , то оптимальный линейный размер источника излучения составит

$$\rho_{S \text{ ont}} \approx \sqrt{\lambda h (h - l) / l} . \qquad (2.35)$$

Использование источников излучения с размерами меньшими  $\rho_{S \text{ опт}}$  не дает увеличения разрешающей способности, а приводит только к снижению светосилы теневой установки. Используя выражение (2.35), можно определить, что если эксперимент проводится в условиях, когда h = 2 м, l = 1 м и длина волны зондирующе-

го излучения  $\lambda = 500$  нм, то оптимальный размер источника составит  $\rho_{S \text{ опт}} = 1$  мм.

При обработке теневых картин необходимо учитывать, что собственное излучение плазменных объектов искажает распределение освещенности экрана. Это затрудняет количественную обработку теневых картин и вносит дополнительные погрешности в получаемые результаты. Кроме этого линейные размеры плазменных образований  $\rho_{пл}$  обычно существенно больше размеров используемого источника излучения и располагаются они ближе к экрану. Поэтому для того чтобы освещенность, создаваемая источником зондирующего излучения, превосходила освещенность от плазмы, необходимо применение источников, обладающих яркостью на несколько порядков большей по сравнению с плазмой. В первом приближении соотношение освещенностей источника  $I_{S}$  и плазмы  $I_{пл}$ определяется выражением:

$$I_{S} / I_{\Pi \pi} \approx B_{S} \rho_{\Pi \pi}^{2} l^{2} / B_{\Pi \pi} \rho_{S}^{2} h^{2}$$
, (2.36)

где  $B_S$ ,  $B_{nn}$  – яркость источника излучения и плазмы соответственно. Из последнего выражения следует, что при исследовании плазмы, имеющей размер  $\rho_{nn} \sim 10$  см при h = 2 м, l = 1 м и  $\rho_S = 1$  мм, необходимо, чтобы яркость источника практически на 5 порядков превосходила яркость плазмы. Столь высокие требования к яркости источника могут быть выполнены при использовании лазерных источников излучения. Точечный источник излучения S высокой яркости можно сформировать, фокусируя лазерный световой поток (рис. 76). Фокусное расстояние линзы, фокусирующей лазерный поток с диаметром  $d_n$ , выбирают из соотношения  $f = d_n (h-l) / \rho_{nn}$ .

Дополнительные возможности для получения контрастных теневых изображений плазменных объектов открываются при использовании модифицированной теневой методики, в которой объект зондируется расширенным параксиальным пучком лазерного излучения (рис. 77). Поток лазерного излучения *1* подается на оптический расширитель *2* (телескоп), собранный в простейшем случае на основе двух собирающих линз, на выходе которого формируется расширенный поток излучения *8* с размером поперечного сечения, достаточным для проведения исследования плазменного объекта *3*.



Рис. 76. Формирование точечного источника лазерного излучения: *1* – лазерный луч; *2* – линза; *3* – плазменный объект; *4* – экран регистратора изображений



**Рис.** 77. Теневое исследование в расширенном потоке лазерного излучения: *1* – лазер; *2* – телескоп; *3* – плазменный объект; *4* – объектив; *5* – диафрагма; *6* – светофильтр; *7* – регистратор изображений; *8* – зондирующий световой поток

Отличительной особенностью данной схемы эксперимента является то, что световые лучи зондирующего излучения, проходящего через плазменный объект, распространяются параллельно оси системы. Параметры объектива 4, установленного на входе регистратора излучения, выбираются таким образом, чтобы исследуемый объект и поверхность фотопленки 7 были оптически сопряжены, т.е. изображение объекта строится в плоскости фотопленки. В фокусной плоскости объектива (перед фотопленкой) устанавливается диафрагма 5, позволяющая существенно увеличить соотношение между интенсивностью зондирующего светового потока и фоновой засветкой, вызванной собственным излучением плазмы. Это возможно, так как диафрагма исключает попадание на фотопленку излучения плазмы, идущего по направлениям, не совпадающим с осью системы на угол, превышающий  $\varepsilon_{\text{макс}} \approx d_{\pi}/2f$ , где f – фокусное расстояние линзы;  $d_{\pi}$  – диаметр диафрагмы. При этом лазерный зондирующий луч, если его собственная угловая расходимость не превышает  $\varepsilon_{\text{макс}}$ , проходит через диафрагму беспрепятственно. На входной объектив регистратора может также устанавливаться система светофильтров 6, пропускающих узкую полосу вблизи длины волны излучения лазера, что позволяет дополнительно снизить интенсивность фоновой засветки.

На рис. 78 представлены теневые фотографии головной части газоплазменного потока, истекающего из ствола электротермического ускорителя. Временные значения, указанные под фотографиями, соответствуют временному сдвигу относительно момента выхода ударной волны из ствола. Теневые фотографии позволяют визуалировать структуру потоков, на них четко видны тень от ствола ускорителя (внешний диаметр ствола равен 10 мм) и кольцеобразная тень фронта ударной волны, которая образуется в результате рефракции излучения на имеющемся здесь резком градиенте показателя преломления.



t = 2,5 мкс



**Рис. 78.** Теневые фотографии ударной волны за срезом ствола электротермического ускорителя

Интерференционные методы являются наиболее точными для получения количественных данных о величине показателя преломления плазменных образований. Для построения диагностических систем используются различные типы двухлучевых интерферометров. Принцип работы интерферометров основан на амплитудном делении исходного светового пучка на два когерентных пучка, распространяющихся в двух разделенных в пространстве плечах, которые затем совмещаются и образуют на экране регистратора изображений интерференционную картину. На рис. 79 и 80 представлены оптические схемы исследований с использованием интерферометров Маха – Цандера и Майкельсона.



Рис. 79. Схема исследований с интерферометром Маха – Цандера: *1* – лазер; 2 – телескоп; 3 – плазменный объект; 4 – интерферометр; 5 – объектив; 6 – диафрагма; 7 – светофильтр; 8 – фотопленка; М1, М2 – зеркала; D1, D2 – полупрозрачные зеркала; С – плоскопараллельная стеклянная пластина

Пространственная частота полос  $v_{np}$  интерференционной картины, образующейся в плоскости экрана, определяется углом  $\alpha$  между интерферирующими пучками и длиной волны излучения  $\lambda$ :

$$v_{\rm np} = 1/d_{\rm np} = \frac{2\sin\alpha/2}{\lambda}, \qquad (2.37)$$

где  $d_{np}$  – расстояние между максимумами двух соседних полос. Распределение интенсивности в интерференционной картине в двухлучевом интерферометре имеет вид

$$I = \frac{I_1 + I_2}{2} (1 + p \cos \delta) .$$
 (2.38)

Здесь  $I_1$ ,  $I_2$  – интенсивности интерферирующих волн;  $\delta$  – разность фаз между волнами; p – контраст интерференционных полос, опре-

деляемый отношением интенсивностей интерферирующих лучей  $m = I_1/I_2$  и функцией взаимной когерентности  $\gamma$ :



$$p=2\gamma\sqrt{m}/(m+1).$$

Рис. 80. Схема исследований с интерферометром Майкельсона: *1* – лазер; 2 – телескоп; 3 – плазменный объект; 4 – объектив; 5 – диафрагма; 6 – светофильтр; 7 – фотопленка; М1, М2 – зеркала; D1 – полупрозрачное зеркало

Введение плазменного объекта в одно из плеч интерферометра приводит к появлению добавочного фазового сдвига между интерферирующими лучами:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{Z_1}^{Z_2} \left[ n(x, y, z) - n_0 \right] dz , \qquad (2.39)$$

где Z1 и Z2 – координаты границ плазмы вдоль оси наблюдения. Возникающее при этом смещение интерференционной картины определяется выражением:

$$k(x, y) = \frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \int_{Z_1}^{Z_2} \left[ n(x, y, z) - n_0 \right] dz , \qquad (2.40)$$

Измеряя сдвиг интерференционных полос относительно их положения в отсутствие плазмы, можно получить двумерную картину распределения оптической длины пути в плазме:

$$D(x,y) = \int_{Z_1}^{Z_2} n(x,y,z) dz = k(x,y)\lambda + n_0 l_{\text{пл}}, \qquad (2.41)$$

где  $l_{nn} = Z2 - Z1 - толщина плазменного слоя в направлении на$ блюдения.

Решением интегрального уравнения (2.41) осуществляется переход от интегральных вдоль линии наблюдения величин D(x, y) к локальным значениям показателя преломления n(x, y, z).

В простейшем случае, когда слой плазмы однороден вдоль оси наблюдения Z, можно записать, что

$$n(x, y) = \frac{D}{l} = n_0 + \frac{\lambda k(x, y)}{l}.$$
 (2.42)

В случае неоднородного слоя формула (2.42) позволяет определить среднее по линии наблюдения значение показателя преломления. Достаточно простым является случай осесимметричных объектов, когда выражение (2.41) может быть сведено к интегральному уравнению Абеля, методы решения которого хорошо разработаны. В общем случае при исследовании объектов произвольной формы переход от измеренных интегральных по линии наблюдения величин D(x, y) к локальным значениям n(x, y, z) возможен только при просвечивании объекта в различных направлениях.

При проведении интерферометрических исследований на первый план выдвигаются такие свойства лазерного излучения, как высокая временная и пространственная когерентность и монохроматичность. Они позволяют существенно снизить требования к юстировке интерференционной схемы и наблюдать в поле зрения интерферометра одновременно большое число полос, что необходимо при исследовании плотной и протяженной плазмы. При использовании в интерферометрических исследованиях источника излучения белого света требуется, чтобы оптическая длина пути в двух плечах интерферометра была уравнена с точностью до нескольких длин волн. В случае же применения лазерного излучения, обладающего узкой спектральной полосой Δλ, допустимая разность
длин оптических путей двух интерферирующих лучей резко возрастает и не должна превышать длины когерентности, которая определяется выражением  $l_{\rm kor} = \lambda^2 / \Delta \lambda$ .

Оценим максимальное число полос интерференционной картины, образуемой при использовании лазерного излучения. Координаты максимумов и минимумов полос интерференционной картины удовлетворяют соотношениям:

$$x_{\text{make}} \approx k\lambda / \alpha$$
, (2.43)

$$x_{\rm MHH} \approx (k+1/2)\lambda / \alpha \,. \tag{2.44}$$

Если излучение источника света характеризуется наличием двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta \lambda$ , то координаты нулевой полосы интерферометрической картины (k = 0) для обеих волн будут совпадать. В то же время полосы высших порядков в соответствии с (2.43) совпадать не будут, и если в точке с координатой *x* совпадут максимум *k*-полосы для  $\lambda_1$  и минимум *k*-полосы для  $\lambda_2$ , то полосы в этой точке размоются. Из этого следует, что для источника света, излучающего линию с длиной волны  $\lambda$  и шириной полосы  $\Delta \lambda$ , характерно снижение контраста полос высших порядков. Максимальное число полос в интерференционной картине оценивается величиной:

$$k_{\text{макс}} \approx \lambda / \Delta \lambda$$
 (2.45)

Благодаря высокой монохроматичности лазерного излучения число полос интерференционной картины, определяемое соотношением (2.45), обычно много больше, чем необходимо для проведения исследований. Например, для  $\lambda = 500$  нм и  $\Delta \lambda = 0,1$  нм максимальное число полос составит  $2k_{\text{макс}} \approx 10^4$ . В этих условиях имеется возможность наблюдения интерференции при значительных разностях оптических путей в двух плечах интерферометра:

$$\Delta D = \lambda k_{\text{MAKC}} = \lambda^2 / \Delta \lambda$$

Дополнительным фактором снижения контрастности интерференционной картины является то, что применяемые источники излучения имеют конечные размеры. Рассмотрим условия возникновения интерференционной картины на примере эквивалентной схемы интерферометра (рис. 81). Поскольку на выходе интерферометра под углом  $\alpha$  встречаются две световые волны, образованные путем амплитудного деления исходной волны от источника *S*, то это позволяет в эквивалентной схеме интерферометра рассматривать интерференцию света от двух источников *S'* и *S''*. Эти источники являются мнимыми изображениями одного и того же исходного источника и имеют угловой размер  $\beta$ .



Рис. 81. Эквивалентная схема интерферометра

Интерференционные полосы, образованные лучами, исходящими из точек A', A'' и B', B'', совпадают только в одной плоскости PP', которая проходит через точку O, причем расстояние между полосами в соответствии с (2.37) составляет  $d_{\rm np} \approx \lambda / \alpha$ . Плоскость PP' называется плоскостью локализации интерференционной картины. В этой плоскости контраст картины максимален. По мере удаления от плоскости PP' границы полос, получаемых в результате интерференции лучей от различных точек источника, размываются, и при расстоянии  $\Delta l \approx d_{\rm np} / 2\beta$ , максимумы интерференционной картины от точек A' и A'' накладываются на минимумы картины от точек B' и B''. Данное обстоятельство позволяет определить глубину зоны локализации L<sub>1</sub>, в пределах которой соблюдаются условия образования интерференционной картины:

$$L_1 = 2\Delta l \approx d_{\rm np} / \beta \approx \lambda / \alpha \beta . \qquad (2.46)$$

Таким образом, в окрестности точки *O* расположена область, где интерференционная картина имеет достаточный для наблюдения контраст. Размеры этой области в направлении наблюдения определяются глубиной зоны локализации и угловыми размерами источника. Ее поперечный размер зависит от ширины полосы излучения:

$$L_2 \approx k_{\text{make}} d_{\text{mp}} \approx \lambda^2 / \alpha \Delta \lambda . \qquad (2.47)$$

В общем случае при удалении от точки O падение контраста определяется одновременно шириной линии излучения и угловым размером источника. Кроме этого необходимо учитывать существующую расходимость лазерного излучения  $\xi$ , которая также накладывает ограничения на глубину зоны локализации:  $L \approx d_{np}/\xi$ . В то же время ввиду малой угловой расходимости лазерного излучения глубина зоны локализации, как правило, оказывается достаточной, чтобы не вызывать затруднений для совмещения исследуемой области с областью локализации.

Одна из основных характеристик схем интерферометрических исследований – чувствительность. Минимальное изменение оптической длины пути  $D_{\text{мин}}$ , которое может быть измерено интерференционным методом в соответствии с (2.41), определяется минимально измеримым смещением интерференционной полосы  $k_{\text{мин}}$ :

$$D_{\rm MMH} = k_{\rm MMH} \lambda \,. \tag{2.48}$$

Величина  $k_{\text{мин}}$  в свою очередь зависит от качества интерферограммы (контраста и частоты интерференционных полос, разрешающей способности регистрирующей аппаратуры, точности изготовления зеркал интерферометра и др.), а также от способа измерения сдвигов полос на интерферограмме. Неточность изготовления зеркал интерферометра, а также аберрации оптической системы приводят к искривлению интерференционных полос даже в отсутствие плазменного объекта. В оптических системах среднего качества и небольших размеров минимальная величина сдвигов, фиксируемых при визуальной обработке интерферограмм, составляет  $k_{\text{мин}} = 0,1$ .

Приняв в формуле (2.48) величину  $D_{\text{мин}}$ , равной  $(\overline{n} - n_0)_{\text{мин}} l_{\text{пл}}$ , нетрудно найти предельную величину изменения показателя преломления  $\Delta n_{\text{мин}} = (\overline{n} - n_0)_{\text{мин}}$ , измеряемую интерференционным методом:

$$\Delta n_{\rm MMH} = k_{\rm MMH} \lambda / l_{\rm III} \,. \tag{2.49}$$

С учетом того, что вклад электронного компонента плазмы в рефракцию плазмы определяется соотношением (2.21), можно оценить минимальную электронную концентрацию, регистрируемую с помощью интерференционных методов:

$$N_{e_{\text{MUH}}} = 2,2.10^{13} k_{\text{MUH}} / \lambda l_{\text{пл}}. \qquad (2.50)$$

Из выражений (2.49) и (2.50) следует, что при исследованиях плазменных слоев толщиной  $l_{\rm пл} = 1$  см с использованием излучения рубинового лазера ( $\lambda = 694$  нм) и при фиксируемой величине сдвигов  $k_{\rm мин} = 0,1$  чувствительность интерферометрической схемы к изменениям показателя преломления и электронной концентрации составит  $\Delta n_{\rm мин} \approx 7 \cdot 10^{-6}$  и  $N_{e\,{\rm мин}} \approx 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Принцип рассмотренных выше интерферометрических методов исследований заключается в том, что зондирующий световой поток взаимодействует с невозмущенным опорным потоком, и фазовый сдвиг между потоками определяется изменением оптической длины пути вследствие изменения показателя преломления в объекте. Дополнительный фазовый сдвиг, вносимый отклонением пучка света на градиентах показателя преломления, должен быть пренебрежимо мал. Выполнение этого условия в случаях исследования протяженной плазмы и при наличии резких градиентов показателя преломления не гарантируется, в результате чего рефракция излучения делает невозможным проведение обработки интерферограмм, так как суммарное изменение длины хода лучей в плазме включает в себя две составляющие:  $\Delta D = \Delta D_1 + \Delta D_2$ . Первая из них появляется вследствие изменения показателя преломления либо изменения толщины объекта вдоль направления наблюдения:  $\Delta D_1 = \Delta(n \cdot l)$ . Возникновение второй составляющей  $\Delta D_2$  (не учитываемой в рассмотренных выше методах) связано с рефракцией световых лучей в плазме за счет рефракции на резких градиентах показателя преломления.

В данных условиях возможно проведение интерферометрических исследований плазмы с применением сдвиговых интерферометров, отличающихся тем, что оба интерферирующих луча проходят через плазму в близком соседстве. В этом случае лучи испытывают приблизительно одинаковое искривление, поэтому изменение длины оптического пути, связанное с рефракцией, минимизируется. На рис. 82 схематически представлен ход через плазменный объект двух лучей с пространственным сдвигом  $\Delta x$ , которые в дальнейшем участвуют в формировании интерферограммы.

Оптическая длина пути каждого из лучей составляет при этом  $D_1 = \overline{n_1} \cdot l_{\text{пл}}$  и  $D_2 = \overline{n_2} \cdot l_{\text{пл}}$ , где  $\overline{n_1}$ ,  $\overline{n_2}$  – усредненное значение показателя преломления для лучей 1 и 2;  $l_{\text{пл}}$  – толщина плазмы.



Рис. 82. Ход интерферирующих лучей в плотной плазме: *1* – плазменный объект; *2* – интерферирующие лучи

Легко показать, что в данных условиях разность длин хода лучей составляет:  $\Delta D = \overline{n_2} \cdot l_{nn} - \overline{n_1} \cdot l_{nn} = \frac{\Delta n}{\Delta x} \cdot l_{nn} \cdot \Delta x \approx \frac{dn}{dx} \cdot l_{nn} \cdot \Delta x$ . Из последнего выражения следует, что смещение полос интерферограммы сдвигового интерферометра зависит от производной показателя преломления dn/dx в плазменном объекте и величины пространственного сдвига  $\Delta x$ . Это позволяет в экспериментах со сдвиговыми интерферометрами получать информацию о градиентах показателя

преломления в плазме, откуда путем интегрирования осуществляется переход к значениям *n*. Чувствительность интерферометра зависит от величины пространственного сдвига между интерферирующими лучами, что дает возможность проводить детальное исследование сильнонеоднородных плазменных объектов. Величина сдвига, устанавливаемого в эксперименте, определяется исходя из необходимой чувствительности интерферометра, при которой обеспечивается возможность идентификации интерференционных полос при переходе через границы возмущений в потоке.



Рис. 83. Схема сдвигового интерферометра: 1 – лазер; 2 – телескоп;
3 – плазменный объект; 4 – сдвиговый интерферометр; 5 – объектив;
6 – диафрагма; 7 – светофильтр; 8 – фотопленка; М1, М2 – зеркала;
D1, D2 – полупрозрачные зеркала; C1, C2 –стеклянные сдвиговые пластины

Основу сдвигового интерферометра (рис. 83) составляют два делительных (D1, D2), два непрозрачных (M1, M2) зеркала, которые расположены в вершинах параллелограмма, и две плоскопараллельные сдвиговые пластины (C1, C2). Падающее излучение разделяется полупрозрачным зеркалом D1 на два когерентных фронта, распространяющихся по разным плечам интерферометра и совмещающихся вновь на выходе при прохождении зеркала D2. Если разность хода лучей не превышает длины когерентности излучения, то на фотопленке наблюдается интерференционная картина с расстоянием между полосами  $d \approx \lambda/\alpha$ , где  $\alpha$  – угол между направлением распространения взаимодействующих лучей, регулируемый с помощью вращения зеркал M1, M2.

Величина пространственного сдвига интерферирующих лучей регулируется с помощью сдвиговых пластин С1 и С2. Если сдвиго-

вые пластины расположены не перпендикулярно к падающему на них излучению, то они вызывают соответствующий сдвиг луча, определяемый толщиной пластины, показателем преломления стекла и углом падения излучения на поверхность. Следует отметить, что в экспериментах со сдвиговыми интерферометрами исследуемый объект располагается за пределами интерферометра, что позволяет уменьшить размеры прибора, упрощает его конструктивное исполнение. Интерферометр может быть размещен на достаточном расстоянии от экспериментальной установки для предотвращения воздействия мощных ударных волн и вибраций, сопровождающих работу мощных импульсных систем.

Рис. 84. Интерферограмма ударно-волнового фронта потока, истекающего из импульсного электротермического ускорителя



На рис. 84 приведена интерференционная картина, полученная с помощью сдвигового интерферометра при исследовании ударноволнового фронта в головной части газоплазменного потока электротермического ускорителя в пространстве за срезом ствола. Соответствующие теневые фотографии потоков представлены на рис. 78. Проведенные интерференционные исследования позволили провести детальный анализ структуры потока, сформированного в стволе электротермического ускорителя.

## 2.4. Экспериментальные системы рентгеноимпульсных исследований

Современные методы рентгеноимпульсной диагностики существенно расширяют возможности экспериментальных исследований быстропротекающих процессов в различных областях науки и техники. Импульсы рентгеновского излучения широко используются в экспериментальной баллистике при изучении явлений взрыва и распространения ударных волн в различных средах. Они позволяют изучать структуру оптически непрозрачных объектов, а также динамику их составных частей и элементов, зондировать плотные плазменные образования, в которых невозможно применение излучения оптического диапазона.

Наибольшее распространение получили схемы теневого фотографирования с использованием точечных рентгеновских источников, которые по своей структуре являются аналогом метода светящейся точки для оптических методов исследований. Регистрация рентгенограмм осуществляется в большинстве случаев с помощью рентгеновских фотопленок и фотопластин, которые размещаются в светонепроницаемых кассетах, с входными окнами, прозрачными для рентгеновского излучения. Одним из основных элементов диагностической системы при подобных исследованиях является импульсная рентгеновская трубка, обеспечивающая генерацию интенсивного потока зондирующего рентгеновского излучения. Импульсные рентгеновские трубки должны генерировать импульсы возможно малой длительности, обеспечивать большую энергию излучения в импульсе, иметь малый размер эффективной области излучения для получения резкой теневой картины, иметь большой срок службы и простую конструкцию, быть удобными в эксплуатации. При разработке и создании импульсных рентгеновских трубок используются различные физические принципы и методические приемы. Трубки работают в широком диапазоне рабочих напряжений ( $10^4 - 10^6$  В) и длительностей рентгеновских импульсов (~  $10^{-8} - 5 \cdot 10^{-7}$  с). Существуют разработки острофокусных импульсных трубок для рентгеновского исследования быстропротекающих процессов, позволяющие получать интенсивные рентгеновские вспышки малой продолжительности при напряжениях до 2 MB. Созданы установки для многократного рентгенографирования последовательных фаз развития процессов с микросекундными интервалами между рентгеновскими импульсами.

Одной из основных проблем при разработке импульсной трубки для исследований быстропротекающих процессов является размер ее

излучающей области – фокусного пятна. Это связано с тем, что резкость границ получаемой теневой картины зависит от размеров данной области, и, как правило, при проведении экспериментальных исследований требуются трубки с поперечными размерами фокусного пятна, составляющими 1 – 3 мм. При использовании в рентгеновских трубках электродных систем с плоским анодом фокусное пятно обладает относительно большими размерами, обычно более 1 см. Для получения фокусного пятна малого диаметра возможно использование коаксиальной конструкции двухэлектродной рентгеновской трубки (рис. 85) с анодом А конической формы, который охватывается кольцевым катодом К. Коническая поверхность анода бомбардируется интенсивным потоком электронов, генерируемых с острых кромок катода в результате взрывной эмиссии. Рентгеновское излучение (РИ) выводится из трубки через выходное окно О. В направлении оси трубки данной конструкции размер фокусного пятна определяется диаметром анодного стержня.



Рис. 85. Разрядный промежуток острофокусной рентгеновской трубки

Физические процессы генерации рентгеновского излучения в трубке с взрывоэмиссионным катодом протекают в несколько последовательных стадий (рис. 86).

Импульс тока I формируется с задержкой относительно момента времени  $t_0$ , в который на электроды трубки подается импульс напряжения U. Существование этой задержки связано с тем, что на переднем фронте импульса величина напряжения недостаточна для инициирования разрядных процессов в межэлектродном промежутке. Ток через трубку появляется в момент времени  $t_1$ , после того как напряжение достигнет уровня  $U_1$ , достаточного для возникновения автоэлектронной эмиссии на катоде. В момент времени  $t_2$  включается механизм взрывной эмиссии, вызывающий значительное увеличение плотности носителей заряда в межэлектродном промежутке и резкий рост амплитуды тока. Одновременно происходит снижение напряжения, что обусловлено падением напряжения на элементах цепи электропитания трубки. В момент времени  $t_3$  разряд переходит в дуговую стадию, межэлектродный промежуток закорачивается плазмой, и дальнейший ход зависимостей тока и напряжения от времени определяется главным образом параметрами внешней цепи и мощностью импульсного источника питания.



Рис. 86. Временные диаграммы импульсной рентгеновской трубки

Рентгеновское излучение J генерируется в результате электронной бомбардировки поверхности анода в начальной стадии рассмотренного процесса, когда напряжение между электродами и протекающий между ними ток относительно велики. Длительность импульса излучения  $t_{\rm H}$  зависит от геометрии электродной системы трубки и уровня приложенного в ней напряжения. Обычно длительность рентгеновских импульсов составляет от нескольких десятков до нескольких сотен наносекунд.

Анод рентгеновской трубки для получения интенсивного тормозного излучения изготавливают из вольфрама. Обычно используют вольфрамовый пруток диаметром 3 – 8 мм. Угол заточки конуса составляет 10°–30°, радиус закругления вершины 0,5–1 мм. Промышленные импульсные трубки с взрывоэмиссионными катодами выполняют с вольфрамовыми или танталовыми лезвийными катодами, которые обычно представляют собой одну или несколько шайб с острыми кромками. Изоляционную часть вакуумной оболочки импульсных трубок выполняют из стекла или керамики. Давление остаточных газов в отпаянных трубках составляет 10<sup>-4</sup> – 10<sup>-5</sup> Па.



Рис. 87. Конструкция импульсной рентгеновской трубки ИМА5-320Д: *I* – выходное окно; *2* – анод; *3* – катод; *4* – стеклянный изолятор

На рис. 87 приведена схема импульсной рентгеновской трубки с взрывоэмиссионным катодом коаксиальной конструкции на напряжение 320 кВ типа ИМА5-320Д. Катод 3 в виде шайбы изготовлен из вольфрамовой фольги толщиной 20 мкм. Внутренняя кромка шайбы служит эмитирующей поверхностью катода. Анод 2 выполнен из вольфрамового прутка диаметром 4 мм, заточенного на конус. Угол при вершине конуса 14°, радиус закругления вершины 0,6 мм. Расстояние между катодом и анодом 2,7 мм. К катодному фланцу приварено выходное окно 1, имеющее форму полусферического купола.

В лабораторных установках могут применяться рентгеновские трубки разборной конструкции, работающие при непрерывной вакуумной откачке. Такие приборы наряду с очевидными недостатками, связанными с необходимостью использования непрерывной откачки, имеют важные преимущества перед серийно выпускаемыми отпаянными трубками. В частности, они позволяют применять в трубке тонкие выходные окна из разных материалов, осуществлять замену электродов и других элементов конструкции, использовать аноды из различных материалов для получения характеристического излучения нужной длины волны и т.д.

К устройствам, используемым для рентгеноимпульсных исследований, предъявляется ряд специальных требований: обеспечение большой дозы излучения в импульсе; необходимость точной синхронизации момента рентгеновской вспышки с началом исследуемого процесса; помехозащищенность цепей управления от электромагнитного излучения, возникающего одновременно с рентгеновским импульсом. Для электропитания рентгеновских трубок используются генераторы импульсных напряжений, выполненные на основе различных схемотехнических решений. В простейших схемах высокое напряжение предварительно заряженного емкостного накопителя энергии к электродной системе трубки прикладывается посредством быстродействующего коммутатора. Уровень рабочего напряжения в подобных схемах, как правило, не превышает нескольких десятков киловольт. Для генерации импульсов напряжения с большими амплитудами применяются схемы на основе импульсных генераторов Маркса или схемы с использованием высоковольтных импульсных трансформаторов.

Для импульсных рентгеновских источников, построенных на базе двухэлектродных трубок, характерно то, что подача высокого напряжения на трубку производится только в момент генерации рентгеновской вспышки. Это обстоятельство облегчает режим работы изоляционных конструкций трубки и генератора импульсных напряжений, используемого в системе импульсного электропитания, что способствует созданию малогабаритных источников рентгеновского излучения. В то же время двухэлектродные импульсные трубки имеют большой разброс значений напряжения, при котором инициируется эмиссия электронного потока. Это приводит к нестабильности характеристик рентгеновских импульсов от включения к включению как по интенсивности и спектру излучения, так и по его длительности.

Более стабильными характеристиками обладают трехэлектродные импульсные рентгеновские трубки (рис. 88). Они имеют дополнительный управляющий электрод УЭ, расположенный вблизи катода. Система питания строится таким образом, чтобы к моменту срабатывания трубка находилась в ждущем режиме с приложенным к анод-катодному промежутку полным рабочим напряжением. При подаче импульса напряжения на управляющий электрод между ним и катодом возникает первичный электрический разряд, который инициирует процессы вакуумного пробоя в анод-катодном промежутке трубки. Пробой сопровождается генерацией импульса рентгеновского излучения.



Рис. 88. Структура трехэлектродной рентгеновской трубки

Наличие третьего управляющего электрода дает возможность управлять моментом возникновения импульса рентгеновского излучения, существенно уменьшая нестабильность срабатывания трубки; повышать стабильность параметров импульса рентгеновского излучения (интенсивность, спектральный состав, длительность) от импульса к импульсу в периодическом режиме работы; синхронизировать появление импульса рентгеновского излучения с необходимой фазой изучаемого процесса.

Во многих динамических задачах требуется получение рентгенограмм нескольких последовательных фаз исследуемых процессов с малым временным шагом между ними (~ $10^{-6} - 10^{-5}$  с). Использование для этих целей схем, построенных на основе одной рентгеновской трубки, невозможно вследствие существующих ограничений на ее работу с высокой частотой следования импульсов. Повторное включение рентгеновской трубки допускается только после восстановления электрической прочности ее анод-катодного промежутка, которое происходит по мере распада плазмы, образованной в ходе предыдущего импульса, и деионизации вакуумного промежутка. Длительность данного процесса зависит от многих факторов (конфигурации электродной системы, мощности и длительности электрического разряда и др.) и обычно существенно превышает требуемый при исследованиях временной диапазон. Поэтому для проведения экспериментальных исследований требуется использование диагностических комплексов с несколькими рентгеновскими трубками, каждая из которых запускается в заданный момент времени и служит для формирования собственной рентгенограммы. Трубки располагаются таким образом, чтобы каждая рентгеновская вспышка проектировала изображение исследуемого объекта на отдельную кассету с рентгенопленкой. При такой технике съемки число кадров равно числу импульсных рентгеновских трубок, а промежутки времени между кадрами задаются электрической схемой установки, последовательно подключающей формирователи импульсов высокого напряжения к рентгеновским трубкам.

## 2.5. Высокоскоростные фотографические установки

Методы высокоскоростной фотографии относятся к одним из наиболее информативных и эффективных средств исследования быстропротекающих физических и физико-химических процессов в различных областях естествознания. Они широко применяются при изучении высокотемпературной плазмы, при разработке новых источников энергии, мощных импульсных источников излучения, в исследованиях явлений взрыва и т.д. Высокоскоростная фотография позволяет решать актуальные проблемы в области аэро-, газои гидродинамики. Границы применимости высокоскоростной фоторегистрации простираются от субпикосекундного диапазона до десятков миллисекунд и от микрообъектов до объектов астрономических размеров. В экспериментальной практике применяются разнообразные методы фотосъемки, такие, как щелевая фоторазвертка (фотохронограф), покадровая съемка (лупа времени), стереоскопическая фотография, спектрография, микрофотография, реализуемые с помощью высокоскоростных фотографических установок.

Метод щелевой фоторазвертки позволяет исследовать динамику развития явления вдоль определенного выбранного направления. Метод заключается в том, что с помощью имеющейся в оптической системе специальной ограничивающей щели на фотоматериале создается изображение узкого участка исследуемого объекта (плазмы), и в процессе съемки данное изображение перемещается по фотоматериалу в направлении, перпендикулярном к направлению щели. При этом на фотоматериале формируется диаграмма «путь-время», представляющая собой непрерывный ряд примыкающих друг к другу элементов изображения, каждому из которых соответствует определенный момент времени. Развертка позволяет отображать динамику движения отдельных частей объекта, их фронтов и границ вдоль направления щели.

Режим щелевой развертки в высокоскоростных фотографических установках может быть реализован путем перемещения располагающейся на вращающемся барабане или диске фотопленки (изображение при этом неподвижно) либо в результате перемещения изображения по фотопленке, что достигается с помощью вращающегося зеркала или отклоняющей системы электроннооптического преобразователя. Максимальные скорости перемещения изображения (более 10<sup>6</sup> м/с) реализуются в установках, построенных на основе электронно-оптических преобразователей, в которых развертка изображения по экрану может осуществляться за наносекундные интервалы времени. Скорости перемещения изображения по поверхности фотоматериала в установках с зеркальной разверткой превышают несколько километров в секунду.



Рис. 89. Схема установки с вращающимся зеркалом в режиме щелевой фоторазвертки: 1 – объектив; 2 – входная щель; 3 – линза; 4 – зеркало; 5 – фотопленка

На рис. 89 представлена принципиальная схема высокоскоростной фотографической установки с вращающимся зеркалом в режи-

ме регистрации щелевой фоторазвертки. Ограничивающая входная щель 2 располагается в плоскости изображения исследуемого объекта, образованного входным объективом 1. Щель вырезает узкую длинную полоску из всего изображения, которая в дальнейшем разворачивается вдоль неподвижной фотопленки 5. Линза 3 обеспечивает оптическое сопряжение щели и поверхности пленки. Важнейшим элементом этой системы является быстровращающееся зеркало 4, от угловой скорости которого зависит линейная скорость перемещения изображения, а тем самым и временное разрешение фоторазвертки. Скорости вращения зеркал в высокоскоростных установках обычно превышают десятки тысяч оборотов в минуту, что требует использования специально разработанных зеркал, способных выдерживать значительные механические нагрузки, возникающие при быстром вращении.

Фотографические регистраторы с щелевой разверткой изображения (фотохронографы) позволяют изучать развитие быстропротекающих процессов во времени только в одном каком-либо направлении. Этого вполне достаточно при симметрично развивающихся явлениях или при изучении характера движения фронта процесса в каком-то одном сечении. Однако многие быстропротекающие физические процессы развиваются не симметрично либо представляют собой взаимодействие отдельных элементов процесса, и для их изучения целесообразно иметь серию отдельных фотоснимков всего процесса в целом, полученных при большой частоте фотографирования.

Частота съемки, с которой производится высокоскоростное фотографирование, выбирается с учетом конкретных условий проведения исследований. Во-первых, требуемая частота следования кадров зависит от скорости развития изучаемого физического явления, поскольку смещение изображения на фотопленке, вызванное перемещением изображения фронта явления за время экспонирования одного кадра, должно находиться в пределах разрешающей способности камеры. Во-вторых, определяется объемом информации, необходимой для описания и изучения процесса, количеством отдельных кадров за полное время протекания процесса.

На рис. 90 показана оптическая схема камеры с вращающимся зеркалом в варианте покадровой съемки. Линзы объектива 2 и 4

формируют изображение объекта *1* на поверхности зеркала *5*. Данное изображение через одну из пар передающих линз *7* проецируется на фотопленку *8*, формируя изображение отдельного кадра. Вторая линза объектива *4* предназначена для получения изображения входной диафрагмы в плоскости диафрагм передающих линз, что позволяет свести к минимуму потери света. Оптическая схема установки построена таким образом, что, несмотря на непрерывное вращение зеркала, изображение на фотопленке за время экспозиции отдельного кадра остается неподвижным и лишь меняет свою яркость в зависимости от степени диафрагмирования светового пучка диафрагмой передающих линз *6*. После поворота зеркала на определенный угол световой пучок перемещается на следующую пару передающих линз, формируя следующий кадр.



Рис. 90. Оптическая схема установки с вращающимся зеркалом для покадровой съемки: 1 – исследуемый объект; 2 – линза объектива; 3 – диафрагма объектива; 4 – линза объектива; 5 – зеркало; 6 – система диафрагм; 7 – передающие линзы; 8 – фотопленка

В экспериментальной практике исследований быстропротекающих процессов используются разнообразные типы промышленно выпускаемых высокоскоростных фотографических установок, различающихся по своим возможностям и характеристикам. Многие из них представляют собой универсальные приборы, которые благодаря применению сменных блоков и дополнительных насадок способны работать как в режиме щелевой фоторазвертки, так и в режиме покадровой съемки. Одним из таких приборов является высокоскоростная установка ВФУ-1, в которой регистрация явления производится на неподвижной пленке с перемещением изображения при помощи вращающегося зеркала. Максимальная скорость вращения зеркала составляет 75000 об/мин. Установка оснащена сменной оптикой и дополнительными насадками, что позволяет реализовать различные режимы исследований (фоторазвертка, покадровая съемка, стереоскопическая фотография, спектрография, микрофотография). Минимальное временное разрешение прибора в режиме фоторазвертки изображения составляет  $10^{-8}$  с; максимальная частота покадровой съемки –  $2,5\cdot10^6$  кадр/с. Установка снабжена системой управления, позволяющей синхронизировать начало изучаемого процесса с началом фотографической регистрации, устанавливать и измерять скорость вращения зеркала.



Рис. 91. Фоторазвертка (*x-t* диаграмма) истечения плазменного потока из ствола электротермического ускорителя

На рис. 91 представлена фоторазвертка плазменного потока при его истечении в свободное пространство из ствола импульсного электротермического ускорителя. В исследованном потоке выделяются несколько характерных областей. В его головной части распространяется область ударно-сжатого газа 1, характеризующаяся относительно низкой температурой и интенсивностью излучения. Далее следует плазменная часть потока 2, нагретая током импульсного дугового разряда и обладающая значительно более интенсивным собственным свечением. За срезом ствола структура потока изменяется, на что указывает неравномерность почернения фотопленки 3 вдоль направления движения потока. Это связано с образованием скачка уплотнения за срезом ствола ускорителя, формирование которого свойственно процессам истечения сверхзвуковых потоков в свободное окружающее пространство. Дополнительные возможности по исследованию быстропротекающих процессов открываются благодаря использованию специальных методов фотографической регистрации, среди которых можно отметить стереоскопическую фотографию, спектрографию и микрофотографию. При стереоскопической съемке объект фотографируется с двух направлений, что позволяет исследовать структуру явления в трех пространственных координатах, определять скорости движения отдельных элементов и частей. Исследования спектральных характеристик излучения быстропротекающих явлений позволяют изучать состав, температуру, электронную плотность плазменных объектов, концентрацию примесей и т.д.

Работы по усовершенствованию существующих и разработке новых типов высокоскоростных фотографических установок активно проводятся в ведущих научных центрах и лабораториях. Разработкой высокоскоростного фотооборудования занимается целый ряд специализированных компаний: Hamamatsu, Princeton Instruments, DRS Technologies, Силар и др. Общие тенденции развития связаны с внедрением передовых цифровых технологий регистрации и обработки изображений, а также использованием последних поколений электронно-оптических преобразователей. В зависимости от задач, решаемых в ходе экспериментальных исследований, изменяются требования к характеристикам, режимам работы и структуре фотокамер. Зачастую требуется применение специального дополнительного оборудования, позволяющего адаптировать серийные приборы к конкретным условиям эксперимента.

На рис. 92 представлена структура высокоскоростной ПЗСкамеры с функцией усиления яркости изображения (High-speed Gated Intensified CCD camera), работающей в однокадровом режиме съемки. Камеры с подобной структурой выпускаются фирмой Нататаtsu (Япония). Электронный поток формируется на фотокатоде ЭОП и в дальнейшем усиливается при прохождении через микроканальную пластину (МКП). При использовании в ЭОП одиночной МКП усиление электронного потока составляет около 10<sup>4</sup>, в случае установки последовательной сборки из двух МКП усиление достигает уровня 10<sup>7</sup>. ЭОП в камерах данного типа выполняет функцию быстродействующего оптического затвора. Для перевода его в открытое состояние на фотокатод подается отрицательный импульс напряжения, снимающий потенциальный барьер на пути электронов на вход МКП. Время экспозиции кадра определяется длительностью импульса управления и для различных типов камер может регулироваться от 5 нс. Преобразование электронного потока в оптическое изображение осуществляется с помощью люминесцентного экрана на выходе МКП. Далее изображение передается на ПЗС матрицу через систему оптических линз, либо с помощью оптоволоконной системы.



Рис. 92. Структура однокадровой ПЗС-камеры с усилением яркости изображения: 1 – световой поток; 2 – ЭОП с МКП; 3 – ПЗС камера; 4 – цепи управления ПЗС камерой; 5 – цепи питания ЭОП; 6 – генератор импульсов управления затвором ЭОП; 7 – видеосигнал

Фоторегистраторы фирмы Hamamatsu, предназначенные для проведения исследований в режиме щелевой фоторазвертки (Streak camera), строятся на основе структурной схемы рис. 93. Световой поток фокусируется на фотокатоде электронно-оптической трубки через щелевой коллиматор на входном объективе камеры. Фотоэлектроны ускоряющего электрическом поле, сформированном с помощью ускоряющего электрода, и фокусируются на экране. Отклоняющие пластины развертывают электронное изображение по экрану, формируя пространственно-временную диаграмму. Момент срабатывания генератора развертки и подача линейно нарастающего импульса напряжения на отклоняющие пластины синхронизованы с исследуемым процессом. Полученное на экране изображение регистрируется с помощью цифровой ПЗС камеры с усилением яркости изображения. Временное разрешение, реализуемое в камерах данного класса, составляет 5 пс.



Рис. 93. Структура электронно-оптического фоторегистратора: *1* – щель; *2* – линзы объектива; *3* – фотокатод; *4* – ускоряющий электрод; *5* – экран; *6* – отклоняющие пластины; *7* – генератор импульсов развертки

Фирма DRS Technologies выпускает семейство высокоскоростных цифровых фотокамер IMACON, в которых заложена возможность перестройки работы из режима щелевой фоторазвертки в режим кадровой съемки. Скорость кадровой съемки регулируется в диапазоне от  $10^3$  до  $2 \cdot 10^8$  кадров/с. При однократном срабатывании камеры на экране формируется изображение, состоящее из 4, 8 или 16 последовательных кадров. Минимальная длительность экспозиции отдельного кадра составляет 5 нс. В настоящее время фирма анонсировала о создании камеры с возможностью регистрации 68 кадров за событие.

В заключение необходимо отметить, что автоматизированные методы регистрации и обработки измерений параметров процессов значительно повышают производительность исследований и достоверность результатов. Новейшие фотоэлектронные системы детектирования и регистрации изображений открывают широкие возможности для автоматизации процессов обработки экспериментальных данных.

## Контрольные вопросы

1. Перечислите различные методы регистрации и исследования быстропротекающих процессов. 2. Перечислите основные элементы систем, основанных на использовании зондирующего излучения?

3. Какие существуют типы источников излучения оптического диапазона, в чем отличие спектральных характеристик различных источников излучения?

4. Перечислите основные типы фотоприемников и их основные параметры.

5. Представьте основные схемы включения фотодиодов.

6. Опишите особенности конструктивного исполнения фотокатодов, используемых в импульсных фоточувствительных приборах.

7. Изобразите структурные схемы фотоэлектронных умножителей, электронно-оптических преобразователей.

8. Опишите принципы формирования тактовой шины приборов с зарядовой связью, приведите структуру цветных ПЗС.

9. Опишите основные принципы методов оптического зондирования.

10. Перечислите различные типы быстродействующих оптических затворов.

11. Нарисуйте обобщенную структуру установок для проведения исследований по прямотеневой методике.

12. Какие характеристики плазменных объектов определяются в ходе интерферометрических исследований?

13. Назовите принципы построения рентгеновских трубок, используемых при рентгеноимпульсой диагностике.

14. Чем ограничивается возможность частотного режима работы рентгеновских трубок?

15. В чем заключается метод щелевой фоторазвертки?

16. Нарисуйте структуру современных высокоскоростных фотокамер.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Советское радио, 1974.

2. Лебедев А.Н., Шальнов А.В.. Основы физики и техники ускорителей. Т. 3. М.: Энергоиздат, 1982.

3. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1992.

4. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977.

5. Рудаков Л.И., Бабыкин М.В., Гордеев А.В. и др. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1990.

6. Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск: Наука (Сибирское отделение), 1976.

7. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984.

8. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука (Сибирское отделение), 1991.

9. Лебедев А.Н. Физические процессы в сильноточных диодах. М.: МИФИ, 1984.

10. Пароль Н.В., Кайдалов С.А. Фоточувствительные приборы и их применение: Справочник. М.: Радио и связь, 1991.

11. Жигарев А.А., Шамаева Г.Г. Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1982.

12. Аксененко М.Д. Приемники оптического излучения: Справочник. М.: Радио и связь, 1987.

13. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.

14. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972.

15. Климкин В.Ф., Папырин А.Н., Солоухин Р.И. Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов. Новосибирск: Наука, 1980.

16. Диагностика плотной плазмы / Под ред. Н.Г. Басова. М.: Наука, 1989.

17. Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда; Пер. с англ. М.: Мир, 1967.

18. Дубовик А.С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1984.

19. Физика быстропротекающих процессов: Пер. с нем. Т.1 – 3. М.: Мир, 1971.

20. Быстров Ю.А., Иванов С.А. Ускорительная техника и рентгеновские приборы: Учебник для вузов. М.: Высш. школа, 1983.

21. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.

22. Грим Г. Спектроскопия плазмы: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969.

23. Дудкин В.И., Пахомов Л.Н. Квантовая электроника. Приборы и их применение: Учеб. пособие. М.: Техносфера, 2006.