Л. Я. МИНЬКО

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Л. Я. МИНЬКО

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Издательство
„Наука и техника"
Минск 1970

УДК 533.9
М 62
530.3

Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минько Л. Я. «Наука и техника», Минск, 1970, 184 стр.

Монография посвящена одному из важных вопросов физики низкотемпературной плазмы. Она содержит изложение способов получения и исследования импульсных плазменных потоков. В ней дается описание различных типов импульсных систем, применяемых для получения плазменных потоков в лабораторных условиях. Рассматриваются вопросы физики импульсного конденсированного разряда и лазерного воздействия на поглощающие материалы как источников эрозионной низкотемпературной плазмы. Выясняются возможности различных оптико-спектроскопических методов диагностики применительно к импульсным потокам эрозионной плазмы. Описаны конкретные спектроскопические способы определения концентрации заряженных частиц в плазме. Приведены результаты исследования физических свойств сверхзвуковых плазменных потоков, создаваемых импульсным разрядом и лазерным излучением.

Книга рассчитана на широкий круг физиков — научных работников, преподавателей, инженеров и студентов, интересующихся новой областью науки — физикой и техникой низкотемпературной плазмы.

Таблиц 16, рисунков 75, библиография — 452 названия (с. 164—178).

РЕДАКТОР
АКАДЕМИК АН БССР
М. А. ЕЛЬЯШЕВИЧ

2-3-6
90-70

ПРЕДИСЛОВИЕ

В исследованиях по низкотемпературной плазме большое внимание уделяется плазменным потокам. Все возрастающий интерес к их получению и изучению обусловлен быстрым развитием ряда новых областей науки, техники и технологии, основанных на применении движущейся плазмы.

Среди плазменных потоков особое место занимают импульсные потоки, отличающиеся быстротой протекающих в них процессов, изучение которых в большой степени зависит от разработки и создания высокоскоростной диагностической аппаратуры.

В настоящее время достигнуты значительные успехи в области исследования импульсных плазменных потоков, нашедшие свое отражение в обширной журнальной литературе. По отдельным вопросам имеется монографическая литература (Ю. В. Макаров, Э. К. Чекалин. Физические процессы в электромагнитных ударных трубах. М., 1968). Особенно широкое развитие и обобщение получили методы диагностики быстропротекающих плазменных процессов (Ю. Е. Нестерихин, Р. И. Солоухин. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., 1967; В. Д. Русанов. Современные методы исследования плазмы. М., 1962; А. С. Дубовик. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М., 1964; И. М. Подгорный. Лекции по диагностике плазмы. М., 1968 и др.).

При написании настоящей монографии не ставилась цель обобщить всю имеющуюся литературу по получению и исследованию импульсных плазменных потоков. Монография носит более частный характер и охватывает круг вопросов, связанных с получением и исследованием движущейся эрозионной плазмы *. Несмотря на то что исследование

* Так как термин «эрозионная плазма» не общепринятый, то следует указать, что здесь под этим термином понимается плазма, образующаяся в результате эрозии твердых тел при тепловом воздействии на них различных по своей природе энергетических источников.

эрозионных импульсных источников движущейся плазмы началось сравнительно недавно, журналы довольно часто публикуют материалы по этому вопросу. В монографии сделана попытка систематического изложения способов получения импульсных плазменных потоков и общего подхода к рассмотрению физических свойств эрозионных плазменных потоков, создаваемых различными по своей природе импульсными источниками тепла. Основой для написания монографии послужил накопленный автором с сотрудниками экспериментальный материал, полученный на различных лабораторных установках импульсного действия. Большое внимание уделяется исследованию недорасширенных сверхзвуковых плазменных струй спектроскопическими и высокоскоростными фотографическими методами. Детальное освещение этих работ представлялось целесообразным, так как в них содержится обширный экспериментальный материал по диагностике эрозионных импульсных плазменных потоков различного состава в широком диапазоне начальных параметров и давлений окружающей среды. Этот материал наряду с выяснением возможностей самих методов диагностики, что весьма важно для их более широкого использования в плазменных исследованиях, позволяет установить общие закономерности в физических процессах, лежащих в основе работы эрозионных импульсных источников движущейся плазмы.

В монографии (первая глава) рассмотрены методы получения импульсных плазменных потоков и описаны различные типы импульсных систем, применяемых для получения плазменных потоков в лабораторных условиях. Основное внимание уделено электродинамическим системам ускорения.

Освещены некоторые спектроскопические методы диагностики импульсных плазменных потоков (вторая глава). Рассмотрены особенности применения спектроскопических методов для определения температуры и концентрации плазмы в условиях импульсных плазменных источников эрозионного типа. Особое место отведено конкретным спектроскопическим способам определения концентрации заряженных частиц по уширению спектральных линий, обусловленному квадратичным эффектом Штарка, и по интенсивности запрещенных переходов, получившим развитие и широкое применение при исследовании низкотемпературной плазмы в Лаборатории нерав-

новесных процессов Института физики АН БССР. Описаны методы высокоскоростной спектральной регистрации и техники получения разрешенных во времени контуров спектральных линий с помощью фотоэлектрической регистрации.

Рассматриваются также вопросы импульсного разряда как источника эрозионной плазмы (третья глава). Приведены результаты исследования сверхзвуковых недорасширенных эрозионных импульсных плазменных струй, создаваемых импульсным разрядом при атмосферном давлении.

В книге можно найти описание исследований плазменных потоков и ударных волн, образующихся в электродных разрядных ударных трубах в условиях истечения с недорасширением (четвертая глава).

Результаты исследований свойств эрозионных импульсных плазменных образований и физических процессов, протекающих внутри разрядных устройств, для наиболее типичных геометрий импульсных плазменных ускорителей эрозионного типа изложены в пятой главе.

В монографию включены результаты исследований эрозионных лазерных плазменных струй (шестая глава). Изложены вопросы физики лазерного воздействия на поглощающие материалы как источника эрозионной плазмы. Дано описание структуры и спектроскопических свойств сверхзвуковых плазменных струй, образующихся при воздействии на поглощающие материалы потоков лазерного излучения плотностью $10^6 \div 10^8$ *вт/см*^{2}. Рассмотрены аналогии в физических процессах, протекающих при лазерном воздействии на металлы и при импульсном разряде. Описан импульсный плазмотрон, генерирующий недорасширенные сверхзвуковые плазменные струи, которые образуются вследствие совместного действия лазерного излучения и импульсного разряда.

Некоторые вопросы, затронутые в монографии, в настоящее время не нашли еще полного решения. Однако рассмотрение их представлялось целесообразным, так как оно неизбежно влечет за собой критический анализ различных точек зрения, что может явиться стимулом дальнейших исследований по данным вопросам.

Автор выражает искреннюю благодарность академику АН БССР М. А. Ельяшевичу, под общим

руководством и при содействии которого были проведены исследования, положенные в основу содержания монографии, за неоднократные обсуждения результатов работы в ходе ее выполнения и научное редактирование монографии. Автор считает своим приятным долгом поблагодарить Г. И. Баканович и Б. Б. Давыдова, в соавторстве с которыми получен ряд результатов, нашедших отражение в монографии, за большую помощь при подготовке рукописи; Е. С. Тюнину за полезное обсуждение главы II монографии; Е. А. Бытеву за помощь в оформлении рукописи.

Глава I

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

1. РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ПЛАЗМЕННЫМ ПОТОКАМ

Систематические исследования плазменных потоков начались с 50-х годов. До этого имелись отдельные сообщения. В 1922 г. Гардиен и Лотц [1], создавая источник высокой яркости — стабилизированную водой дугу, получали потоки водяной плазмы. Н. Н. Соболев в 1942 г., проводя исследования искры применительно к задачам спектрального анализа, впервые произвел отделение факела от канала и этим самым указал на простейший способ получения плазменного потока [2]. В 1943 г. А. А. Бабушкиным в экспериментальных исследованиях импульсного капиллярного разряда была получена сверхзвуковая плазменная струя [3]. Несколько позже (1947 г.) С. Л. Мандельштам и С. М. Райский, производя импульсный разряд в ограниченном объеме с целью изучения процессов эрозии, также получали плазменные струи [4].

Впервые, именно с целью получения и исследования плазменных потоков, усовершенствованная дуга Гардиена была переоборудована в камеру, из открытого конца которой истекал поток плазмы [5]. Этим было положено начало созданию так называемого дугового плазмотрона. Так как мощность дуги была относительно мала и в камере устанавливалось незначительное избыточное давление, скорость истечения, большую 1200 *м/сек,* нельзя было получить. Только благодаря применению соплообразного анода (сопла Лаваля) Петерсу удалось получить сверхзвуковую плазменную струю [6]. Она имела температуру 8000 °К и скорость 6500 *м/сек,* что соответствовало числу Маха 1,6. Лохте-Хольтгревеном были достигнуты значения чисел Маха 2,6 [7]. Им были выполнены также интересные эксперименты по отражению плазменных струй от препятствий.

Дальнейшие работы были направлены на значительное увеличение мощности плазменных генераторов. Это диктовалось необходимостью моделирования тепловых потоков, имеющих место при вхождении в атмосферу со сверхзвуковой скоростью летательных аппаратов. Первые такие эксперименты были выполнены на мощных плазменных генераторах с водяной стабилизацией и графитовыми электродами [8, 9]. Такие генераторы позволяли получать тепловые потоки свыше 5400 *ккал/м²·сек.* Температура плазмы была 14 000 °К, скорость истечения достигала 1 *км/сек.* Однако стабилизация водой не позволяла создать условий, близких к реальным. Для экспериментов в аэродинамических трубах нужен был воздух. Появилась необходимость газовой стабилизации [9—12]. В связи с максимально возможной длительностью работы и чистотой плазмы потребовалась замена графитовых электродов металлическими с принудительным водяным охлаждением [12]. Для получения сверхзвуковых высокотемпературных плазменных потоков газа на базе разработанных генераторов были созданы аэродинамические трубы [13, 14]. Плазменные генераторы используются в них как подогреватели газа. С этой же целью были созданы также импульсные сверхзвуковые аэродинамические трубы [15—17]. Их действие основано на подогреве газа вследствие выделения большого количества энергии при разряде конденсаторной батареи.

Применение движущейся плазмы в различных областях науки и техники требовало систематических исследований свойств плазменных генераторов, создания новых конструкций, выяснения физического состояния плазмы, образующейся в них. В этом смысле заслуживают внимания работы [18—21], в которых рассмотрены характеристики различных типов плазменных генераторов с истекающей со сверхзвуковой скоростью аргоновой плазменной струей. Спектроскопическими методами было получено радиальное распределение температуры. Максимальная температура аргоновой плазменной струи составила 15 000 °К [18]. В работах [22, 23] описана конструкция генератора, работающего при низком давлении и позволяющего производить спектроскопические измерения как в пространстве расширения, так и в камере горения. Получено радиальное распределение температуры и концентрации электронов у основания сверхзвуковой аргоновой струи. Измеренные результаты сравниваются с рассчитанными по газодинамическим формулам.

Изучение теплофизических свойств плазмы при высоких температурах (10 000—15 000 °К) требовало постановки широких исследований по созданию стабилизированных источников чистой плазмы [24]. Заслуживают внимания работы этого профиля, выполненные в последнее время [25—27].

Работы по получению и исследованию плазменных потоков настолько быстро развиваются, что их трудно охватить в этом небольшом параграфе. Такое бурное развитие вызвано поиском способов прямого преобразования тепловой энергии в электрическую; обеспечением более высоких удельных импульсов ракетных двигателей по сравнению с обычными химическими двигателями, т. е. необходимостью развития электрических ракетных двигателей; созданием условий моделирования вхождения в атмосферу возвращающихся из космоса тел; обеспечением высоких температур для промышленных целей (обработка металлов, плазмометаллургия, плазмохимия и т. д.).

Охарактеризуем кратко некоторые практические применения движущейся плазмы в промышленности. Благодаря сравнительно легкому регулированию в широких пределах энергетических, тепловых и газодинамических параметров плазменной струи она внедрена в такие процессы обработки материалов, как резка, сварка, наплавка, нанесение покрытий, сфероидизация, испарение, термическая обработка [28, 29]. Перспективной, но еще недостаточно исследованной областью применения плазменных струй является металлургия. Здесь плазма может найти применение для обработки рудного сырья, извлечения металлов из руд, плавки металлов и сплавов и др. Развивается многообещающая новая отрасль химической промышленности — плазмохимия [30—32]. Плазменные методы позволяют получать сверхчистые пленки и металлы, ацетилен из метана, окислы азота из воздуха, производить крекинг нефти и нефтепродуктов, синтез аммиака, соляной кислоты и т. д.

Плазмохимия вызвала быстрое развитие безэлектродных плазменных генераторов [33—36]. Они понадобились для проведения химических процессов, требующих высоких температур и особой чистоты реакционного пространства.

Применение плазменных методов в промышленности потребовало систематических исследований физики горения дуги в плазменных генераторах, расчета их оптимальных параметров [37—39].

Широко используются стационарные источники движущейся плазмы, в основе работы которых лежит электрическая дуга, сравнительно хорошо изученная. Но это вовсе не означает, что импульсные источники движущейся плазмы, в частности импульсный разряд, мало эффективны. Они применяются реже вследствие сложности и недостаточной изученности физических процессов, протекающих в них. Развитие импульсных источников движущейся плазмы шло в основном по пути получения плазменных сгустков и сильных ударных волн в разного рода электродинамических системах.

2. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Понятие сверхзвукового потока [*40, 41*]. Сверхзвуковой поток — это направленный поток газа, скорость которого больше местной скорости звука. Одним из основных параметров сверхзвукового потока является число Маха M, характеризующее собой отношение скорости потока газа v к скорости звука a в той же точке:

$$M = \frac{v}{a}. \tag{1.1}$$

Число $M=1$ является границей, разделяющей области дозвуковых и сверхзвуковых движений.

Сверхзвуковое течение газа имеет ряд качественных отличий от дозвукового. Существенная особенность течения газа связана с тем, что слабые возмущения в газе распространяются со скоростью звука. Если источник слабого возмущения помещен в равномерный сверхзвуковой поток ($M>1$), то возмущения сносятся вниз по потоку и не выходят за пределы области возмущения, которая имеет вид конуса (конус возмущения). Если скорость потока дозвуковая ($M<1$), то возмущения распространяются во все стороны и могут достичь любой точки потока. В случае сильных возмущений конечной интенсивности имеется важное различие между распространением возмущений, связанных с повышением и понижением давления. Волна, вызывающая повышение давления, распространяется со скоростью, большей скорости звука, превращаясь в очень узкую область — поверхность разрыва. Эту поверхность разрыва называют ударной волной, или скачком уплотнения. При прохождении газа через скачок его скорость, давление, плотность, энтропия меняются разрывным образом — скачком. Скачок уплотнения распространяется по газу со сверхзвуковой скоростью тем большей, чем больше интенсивность скачка, т. е. больше повышения давления в нем.

Критерием скорости потока, как мы видели, является скорость звука. Чтобы установить, является ли плазменный поток сверхзвуковым или дозвуковым, нужно знать скорость звука в нем. При обычных нормальных условиях в газе звуковые колебания распространяются как равновесный процесс. В этом случае скорость звука вычисляется по известной формуле

$$a = \sqrt{\gamma p/\rho}, \tag{1.2}$$

где γ — показатель адиабаты, p — давление, ρ — плотность газа. В ионизированном газе распространение звука перестает быть равновесным процессом, и тогда скорость звука нельзя

вычислять по формуле (1.2). Для определения скорости звука в термически равновесной плазме необходимо использовать следующую формулу [42]:

$$a=\sqrt{\gamma_s p/\rho}, \tag{1.3}$$

где показатель адиабаты

$$\gamma_s=\frac{5+x(1-x)\left(\frac{5}{2}+\frac{\varkappa_i}{kT}\right)^2}{3-x(1-x)\left[\left(\frac{3}{2}+\frac{\varkappa_i}{kT}\right)^2+\frac{3}{2}\right]}; \tag{1.4}$$

давление

$$p=(n_0+n_e+n_i)\,kT; \tag{1.5}$$

ρ — плотность; T — температура плазмы, °K; x — степень ионизации; $\varkappa_i$—энергия ионизации; n_0, n_e, n_i—соответственно плотность нейтральных атомов, электронов и ионов.

Плотность термической плазмы ρ определяется при условии квазинейтральности $n_e=n_i$ из соотношения

$$\rho=m(n_0+n_e), \tag{1.6}$$

где m — масса на атом.

Способы ускорения плазмы. Сверхзвуковой плазменный поток можно получить, если заставить плазму истекать из сопла Лаваля. На этом принципе работают аэродинамические трубы с электродуговым подогревом [13, 14] и твердым топливом [43], гиперзвуковые ударные трубы с соплами [4], химические ракетные двигатели, плазменные генераторы [6].

Сверхзвуковой плазменный поток можно получить и без применения сопла Лаваля вследствие его расширения по выходе из обычного сопла. Эта возможность реализуется тогда, когда давление в потоке на срезе сопла, из которого истекает плазма, выше давления в окружающей среде. Так работают плазменные генераторы [10, 19], импульсные гиперзвуковые аэродинамические трубы [15—17] и др.

Как в одном, так и в другом случае плазменный поток адиабатически расширяется. Известно, что при адиабатическом расширении, поскольку скоростью газа в камере нагревания можно пренебречь, максимально достижимая скорость истечения определяется выражением

$$v_{\max}=\sqrt{2h_0}, \tag{1.7}$$

где h_0 — энтальпия газа на единицу массы в камере нагревания.

Таким образом, скорость истечения зависит от теплосодержания плазмы в камере нагревания (температуры). Темпера-

тура же зависит от применяемого источника плазмы. Можно указать на следующие источники получения плазмы: химические реакции (горение, взрыв, детонация), электрический разряд, радиочастотный нагрев, ядерная энергия, мощные световые потоки. Но каждый из источников характеризуется своей определенной максимально достижимой температурой. Следовательно, увеличение теплосодержания в камере нагревания имеет предел. Так, при применении водорода в плазменных генераторах указывается граница для максимально достижимой скорости — около 20 000 *м/сек* [45]. Рассмотренный способ ускорения, основанный на тепловой энергии, носит название теплового ускорения, или газодинамического.

Помимо этого способа, существует еще способ ускорения силой Лоренца

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{B}, \tag{1.8}$$

эквивалентной магнитному давлению

$$P = \frac{B^2}{2\mu_0}, \tag{1.9}$$

где j — плотность тока; B — напряженность магнитного поля; μ_0 — магнитная проницаемость.

При этом плазма, естественно, должна находиться в магнитном поле. В случае электрического разряда ускорение плазмы наряду с тепловым (вследствие омического нагрева) обеспечивается силой собственного магнитного поля. Способ ускорения под влиянием силы Лоренца получил название электромагнитного. В зависимости от характера взаимодействия плазмы и магнитного поля, определяющего процесс ускорения, электромагнитные системы ускорения разделяются на электродинамические и магнитодинамические. Для магнитодинамических систем характерной особенностью ускорения является присутствие сильных внешних магнитных полей. В электродинамических системах ускорение осуществляется в основном собственным магнитным полем.

В случае радиочастотных способов получения плазмы ускорение плазмы обусловлено полем электромагнитной волны. Такой способ ускорения носит название радиационного.

Следует указать на возможность ускорения плазмы, основанную на подводе тепла к адиабатически расширяющемуся газу [46, 47]. Если к адиабатически расширяющемуся газу подводить тепло так, чтобы расширение происходило изотермически, то скорость истечения при $\gamma_s = \text{const}$ выражается формулой [45]

$$v = \sqrt{2h_0 \frac{\gamma_s - 1}{\gamma_s} \ln \frac{p_0}{p}}, \tag{1.10}$$

где p_0 — давление в камере нагревания; p — давление в области расширения; h_0 — энтальпия газа на единицу массы в камере нагревания.

Таким образом, в противоположность адиабатическому расширению скорость истечения при заданной энтальпии в камере нагревания постоянно повышается с отношением давления p_0/p. Петерс [45] получил на этом принципе ускорение в расширяющемся сверхзвуковом потоке плазменного генератора при подводе тепла от дополнительной дуги, горящей в сверхзвуковом потоке. При этом использовался также эффект ускорения силой собственного магнитного поля дополнительной дуги.

3. ИМПУЛЬСНЫЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Существует довольно много различных типов импульсных систем для получения плазменных потоков. Все они в зависимости от способов ускорения могут быть разделены на две большие группы: газодинамические и электродинамические.

К импульсным газодинамическим системам относятся прежде всего диафрагменные ударные трубы, а также системы взрывного действия, электроразрядные системы, баллистические установки и трубки адиабатического сжатия. Каждая из этих систем достаточно широко освещена в литературе и поэтому нет надобности в подробном изложении. Ограничимся лишь кратким перечислением и рассмотрением некоторых особенностей их действия.

Обычные ударные трубы [*48—51*]. Наиболее удобна и широко применяется в настоящее время для получения в лаборатории высоких температур и исследования физико-химических процессов в газах ударная труба, использующая энергию сжатого газа в секции высокого давления. Ударная труба представляет собой длинную трубу обычно круглого или прямоугольного сечения, которая разделяется тонкой диафрагмой на две части. Одна из них — камера низкого давления — наполняется исследуемым газом. Во вторую часть — камеру высокого давления — нагнетается рабочий газ. Давление исследуемого газа, как правило, не превышает атмосферного, а чаще всего ниже, порядка нескольких сантиметров ртутного столба. В камере высокого давления стараются создать возможно большее давление, порядка нескольких десятков или сотен атмосфер. В нужный момент диафрагма с помощью специального устройства быстро разрывается и сильно сжатый рабочий газ устремляется в камеру низкого давления: в результате образуется ударная волна, движущаяся в газе низкого давления.

Электроразрядные газодинамические системы. Действие этих систем основано на подогреве рабочего вещества при

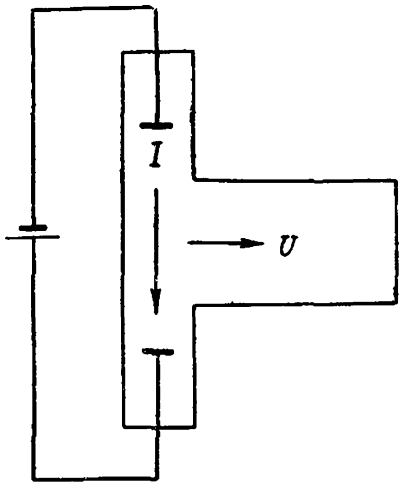


Рис. 1. Принципиальная схема Т-образной трубки Фаулера

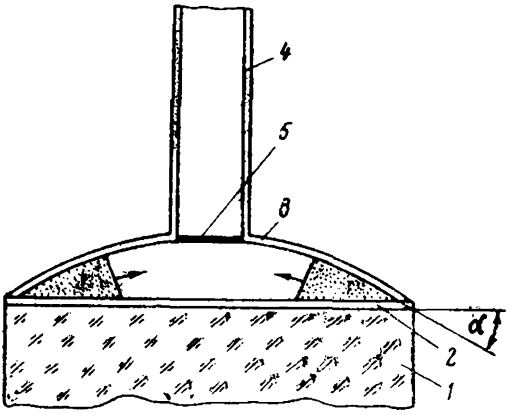


Рис. 2. Схема ударной трубки взрывного действия, предложенная Войтенко: *1* — заряд ВВ; *2* — пластинка; *3* — сферический сегмент; *4* — отводная трубка; *5* — диафрагма

выделении в нем большого количества энергии, запасаемой в емкостных накопителях. К ним относятся электротермические (электроразрядные) ударные трубы, применяемые для получения ударных волн [52—55], электротермические плазменные ускорители [56], электровзрывные источники движущейся эрозионной плазмы [57, 58] и импульсные сверхзвуковые аэродинамические трубы [15—17].

Импульсная сверхзвуковая аэродинамическая труба состоит из разрядной камеры, соединенной с коническим соплом, за которым расположены цилиндрическая рабочая часть и «вакуумная» емкость. Перед коническим соплом стоит диафрагма. Вакуумная емкость, рабочая часть и коническое сопло откачиваются до давления 10^{-2}—10^{-3} *мм* рт. ст. Разрядная камера заполняется рабочим газом до 30—200 *атм*. В момент, когда между двумя электродами возникает разряд, происходит выделение электрической энергии в разрядной камере. С повышением температуры и, следовательно, давления газа диафрагма рвется, и вслед за пусковым процессом начинается квазистационарное истечение газа через сопло в рабочую часть. Самым серьезным недостатком таких труб является загрязнение потока, обусловленное прямым нагревом рабочего газа импульсным разрядом. Сверхзвуковые аэродинамические трубы импульсного действия позволяют достигать больших чисел Маха (порядка 30). Например, в работе [16] описана

труба с запасом энергии 7 *Мдж*. Она рассчитана на максимальное давление в разрядной камере 7000 *атм* и имеет следующие параметры потока в рабочей части: скорость потока от 1860 до 5400 *м/сек*, диапазон чисел Маха от 10 до 27 и плотность газа, соответствующую высотам более 30 *км*.

В электротермических ударных трубах роль поршня (толкающего газа) при образовании ударных волн выполняет газоразрядная плазма, ускоряемая вследствие термического расширения. Такая труба впервые была предложена Фаулером с сотрудниками [52] и представляла собой Т-образную трубку (рис. 1), заполненную исследуемым газом при низком давлении (порядка нескольких миллиметров ртутного столба).

Известны также работы, в которых для получения ударных волн применяется диафрагменная ударная труба в сочетании с мощным импульсным разрядом [54, 55], аналогично тому как в импульсных сверхзвуковых аэродинамических трубах.

Электротермические плазменные ускорители в отличие от электротермических ударных труб работают при более низких давлениях, когда ударные волны не образуются. В работе [56] описан электротермический ускоритель, в котором для получения эрозионных плазменных сгустков использован разряд в цилиндрических диэлектрических камерах.

В некоторых случаях для получения движущейся металлической плазмы относительно простым и удобным источником является электрический взрыв проводников [57, 58].

Системы взрывного действия. Среди различных видов импульсных плазменных потоков отдельно следует выделить плазменные потоки, для получения которых используется энергия взрывчатых веществ [59—61]. При удачном выборе схемы и устойчивости процесса фокусировки энергии взрывчатых веществ можно в принципе получить высокие концентрации энергии и скорости газовых масс до 10^7 *см/сек*. Известны эксперименты по отражению и столкновению плазменных потоков, создаваемых взрывчатыми веществами [62, 63]. Эти эффекты используются для получения относительно высокотемпературной плазмы ($\sim 30\,000$ °K). Особенно оригинален разработанный А. Е. Войтенко [64] метод получения плазменных потоков и ударных волн, основанный на сжатии газа в условиях остроугольной геометрии (рис. 2). Он позволяет получить плазменные потоки со скоростью до 90 *км/сек* при выходе в разреженный газ и более плотные по сравнению со сверхскоростной кумуляцией [65, 66]. В отличие от метода сверхскоростной кумуляции, где ускоряется металлическая плазма, он дает чистую ударно нагретую плазму. При ударном торможении такого высокоскоростного плазменного потока получается плазма с расчетной температурой в несколько сотен тысяч градусов и очень высокой плотностью.

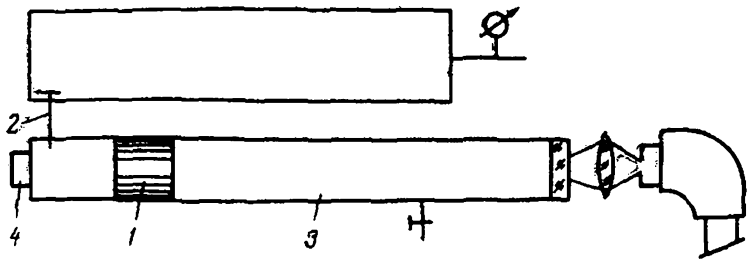


Рис. 3. Принципиальная схема трубки адиабатического сжатия: *1* — поршень; *2* — быстродействующий клапан; *3* — ствол; *4* — инерционный клапан

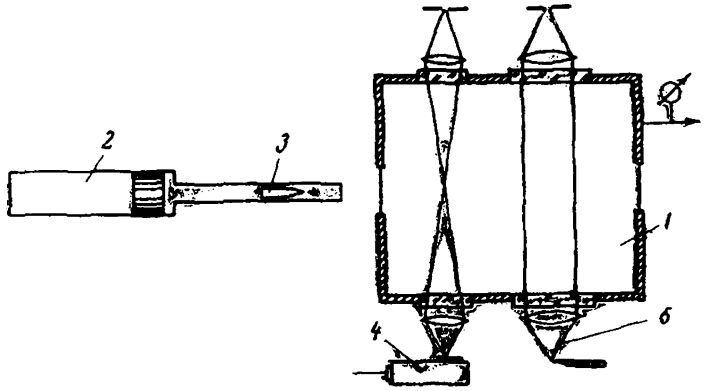


Рис. 4. Принципиальная схема баллистической установки: *1* — камера; *2* — легкогазовая пушка; *3* — тело заданной формы; *4* — запускающий фотоэлемент; *5* — оптическая теневая установка

Трубки адиабатического сжатия [*67, 68*]. Так называются установки, в которых сжатие и нагрев газа происходят поршнем в закрытой трубке. В отличие от ударных трубок время сжатия в этих установках относительно велико ($\sim 10^{-3}$ *сек*), а среда в процессе сжатия проходит постепенно через множество термодинамических состояний. Однако получение больших давлений при достаточно высокой температуре, а также простота конструкции и доступность для лабораторных исследований дают основание рассматривать применение в термофизическом эксперименте трубок адиабатического сжатия как важное дополнение к более универсальному методу ударных трубок (рис. 3). Поршень после срабатывания быстродействующего клапана разгоняется в стволе, где тормозится у закрытого конца, сжимая исследуемый газ. К моменту окончания обратного хода поршня сжатый газ за поршнем сбрасывается через инерционный клапан для исключения повторных сжатий при колебаниях поршня в стволе.

Трубки адиабатического сжатия применяются для использования энергии поршня с целью получения объема сжатого и нагретого легкого газа, например, гелия или водорода, для

метания тел с большой скоростью (разновидность так называемых легкогазовых пушек). Необходимость в таких устройствах вызвана созданием лабораторных баллистических установок для моделирования полета тел со сверхзвуковой скоростью.

Баллистические установки [67, 69]. Принципиальная схема лабораторной баллистической установки показана на рис. 4. Камеру, приспособленную для оптических наблюдений, наполняют исследуемым газом и простреливают из специального ружья или легкогазовой пушки телом заданной формы. Запускающий фотоэлемент синхронизирует момент пролета пули с импульсным освещением в установке для наблюдения картины сверхзвукового обтекания тела.

Ограничения в скоростях — один из основных недостатков использования баллистических установок для гиперзвуковых исследований. Чтобы увеличить эффективную скорость тела, баллистические установки можно применять в комбинации с аэродинамическими трубками: сверхзвуковой поток газа простреливается навстречу из легкогазовой пушки.

Лазерные источники для получения высокоскоростных плазменных потоков. Тепловую энергию лазерного излучения, выделяющуюся при воздействии на поглощающие материалы или при пробое газов, можно использовать для создания импульсных высокоскоростных плазменных потоков [70—75]. Таким способом можно получить, например, сверхзвуковую недорасширенную плазменную струю определенного химического состава, соответствующего составу выбранного материала [72]. Создание лазеров, позволяющих получать высокие плотности энергии, открыло новые возможности для изучения свойств движущейся плазмы.

4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Развитие плазменных потоков, создаваемых импульсным разрядом, шло в основном по пути получения плазменных сгустков в разного рода импульсных плазменных ускорителях (ИПУ) и движущейся плазмы в электромагнитных ударных трубах (ЭМУТ), выполняющей роль поршня при образовании ударных волн. Основу ИПУ и ЭМУТ составляют одни и те же разрядные устройства, отличающиеся между собой конфигурацией электродов и их расположением. В отличие от ИПУ электромагнитные ударные трубы работают в условиях более высоких плотностей рабочего газа, когда длина свободного пробега тяжелых частиц меньше диаметра трубки и образуются ударные волны.

Действие электродинамических систем (ИПУ и ЭМУТ) основано на эффекте нагревания газа при импульсном электрическом разряде и ускорении его под действием магнитных

сил, которые могут изменяться в зависимости от геометрии разрядного устройства.

Существует довольно большое количество различных импульсных разрядных устройств, лежащих в основе работы электродинамических систем. Рассмотрим наиболее распространенные из них.

Одно из первых разрядных устройств было предложено в 1951 г. Фаулером с сотрудниками [52]. Оно представляет собой два соосных электрода, расположенных в трубке с отростком (см. рис. 1). Это так называемая Т-образная трубка. Ускорение в ней, как уже упоминалось выше, осуществляется вследствие теплового расширения плазмы, нагретой разрядным током. В такой трубке были получены скорости от 20 до 40 *км/сек*. Впоследствии Колб [76] для ускорения плазмы использовал явления электромагнитного взаимодействия токов (рис. 5). Он поместил перпендикулярно к боковому отростку трубы и параллельно току в плазме обратный токопровод (шину), благодаря чему получил дополнительное ускорение за счет действия «магнитного» поршня. Это позволило разогнать дейтериевую плазму до скорости ~ 150 *км/сек* [76]. Для увели-

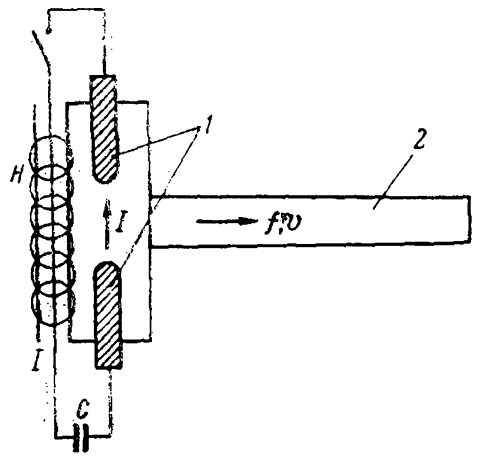


Рис. 5. Схема электромагнитной ударной трубки Колба: *1* — электроды; *2* — ударная трубка

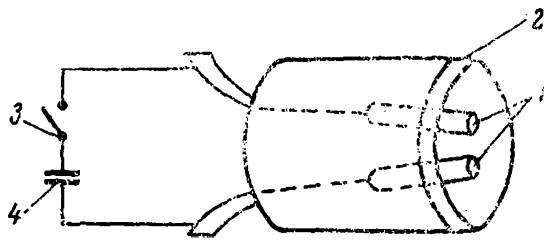


Рис. 6. Плазменная пушка пуговичного типа: *1* — электроды; *2* — изолятор; *3* — разрядник; *4* — батарея конденсаторов

чения магнитного давления иногда добавляют к магнитному полю обратного тока внешнее магнитное поле [77]. Впоследствии этот тип разрядного устройства был использован для получения эрозионных плазменных сгустков [78].

В 1956 г. Бостиком [79] была описана плазменная пушка пуговичного типа (рис. 6). При помощи этого устройства образующаяся эрозионная плазма может быть разогнана до скорости $2 \cdot 10^7$ *см/сек*. Механизм ускорения плазмы основан на действии собственного магнитного поля, создаваемого сильноточной дугой в вакууме между подвергающимися воздействию концами двух металлических электродов. Следует отметить, что область сильного эффективно действующего магнитного поля в пушке занимает всего несколько миллиметров. Движущаяся плазма ($\sim 10^7$ *см/сек*) покрывает это короткое расстояние за доли микросекунды, и конденсаторная батарея не успевает за столь короткое время отдать необходимое количество энергии плазме. Кроме того, большой раствор угла выброса плазмы источником также приводит к снижению его эффективности.

В 1957 г. Л. А. Арцимович и его сотрудники [80] провели теоретическое и экспериментальное исследование ускорения плазмы между двумя параллельными пластинчатыми электродами-«рельсами». Этот тип разрядного ускоряющего устройства получил название рельсотрона. Рабочим телом служила плазма, образованная при электрическом взрыве тонкой металлической проволочки. Электрический контур состоял из конденсаторной батареи, подключенной через шаровой разрядник к массивным медным электродам-рельсам (рис. 7). В дальнейшем с этим типом ускорителя начали работать как при подаче газа [81], так и на эрозии электродов и диэлектрика [82—84]. Следует отметить интересную систему подачи рабочего тела в рельсовый ускоритель, предложенную в работе [82]. Рабочим телом здесь служила тонкая металлическая пленка, напыленная на вращающийся диск из диэлектрика. Диск касается концов электродов, и пленка, замыкая их, разряжает конденсаторную батарею и испаряется, образуя плазму. Скорость вращения диска подобрана таким образом, что новый участок пленки подается к электродам за время, достаточное для зарядки батареи; в результате ускоритель работает непрерывно.

Наряду с пластинчатыми рельсами используются электроды различной геометрии — цилиндрические прутки, а также коаксиальные системы [84—88]. Разрядное ускоряющее устройство с коаксиальным расположением электродов получило название коаксиального (рис. 8).

Патриком [89] предложено коаксиально-кольцевое разрядное устройство (рис. 9). Для увеличения скорости плазмы по

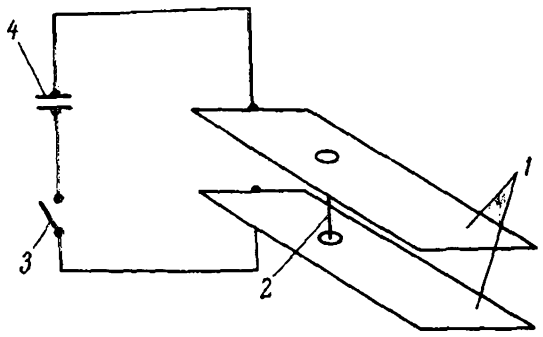


Рис. 7. Рельсовый плазменный ускоритель: *1* — пластинчатые электроды-рельсы; *2* — проволока; *3* — разрядник; *4* — конденсаторная батарея

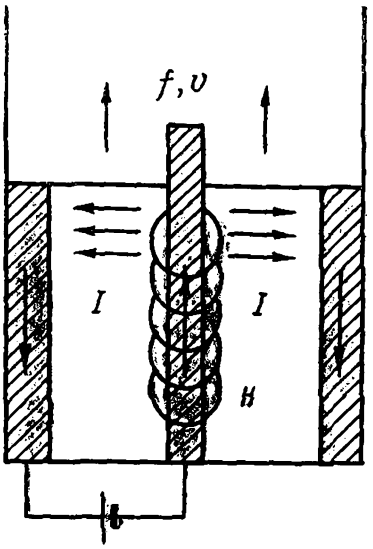


Рис. 8. Коаксиальное ускоряющее устройство

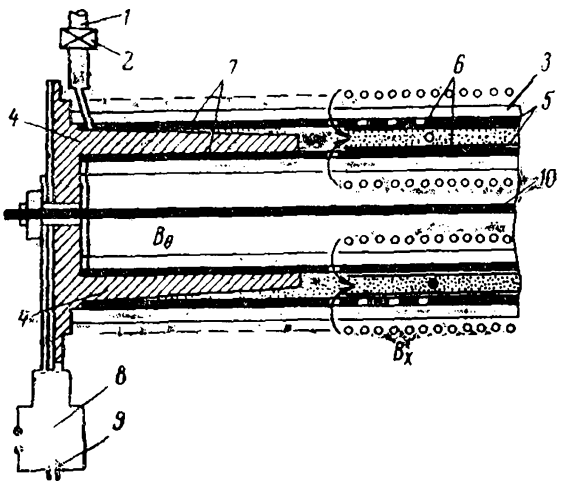


Рис. 9. Коаксиально-кольцевое разрядное устройство (две концентрические катушки, показанные рядами кружков, создают продольное магнитное поле B_x): *1* — система натекания; *2* — клапан; *3* — стекло; *4* — органическое стекло; *5* — изолятор из майлара; *6* — латунь; *7* — вольфрам; *8* — разрядник; *9* — конденсаторная батарея; *10* — проводник, создающий азимутальное магнитное поле B_θ

его оси располагается стержень, через который разряжается дополнительная батарея конденсаторов. В результате образующегося дополнительного азимутального поля создается добавочная аксиальная сила. Этим методом удалось получить

высокоскоростные ударные волны со скоростями, превышающими $4 \cdot 10^7$ *см/сек*. Это устройство использовалось для исследования возможностей получения бесстолкновительных ударных волн в сильном магнитном поле.

В ряде работ описаны коаксиальные ускорители плазмы с продольным профилированным внешним магнитным полем [87, 90]. В литературе также описаны коаксиальные ускорители с профилированными электродами [91]. Как в рельсовых, так и в коаксиальных ускорителях ускорение плазмы осуществляется с помощью силы Лоренца, действующей на плазменный проводник, который замыкает электроды.

В работах [92, 93] описан коаксиально-торцевой эрозионный ускоритель (рис. 10). Он представляет собой систему коаксиально расположенных электродов, разделенных изолятором. По принципу действия он имеет много общего с коаксиальным ускорителем с короткими электродами [94]. Как было показано в работах [94, 95], такой разряд характеризуется квазистационарным «фонтанирующим» распределением тока, при котором на плазму, образующуюся при эрозии центрального электрода, действует электродинамическая сила, направленная под некоторым углом к оси коаксиала. Радиальная составляющая этой силы обеспечивает сжатие плазмы (пинч-эффект), а продольная ускоряет эрозионную плазму.

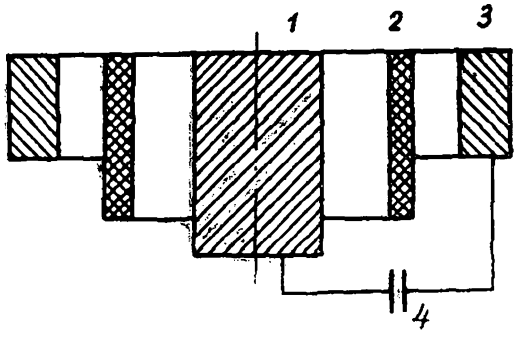


Рис. 10. Коаксиально-торцевой плазменный ускоритель: *1* — внутренний электрод; *2* — изолятор; *3* — внешний электрод; *4* — конденсаторная батарея

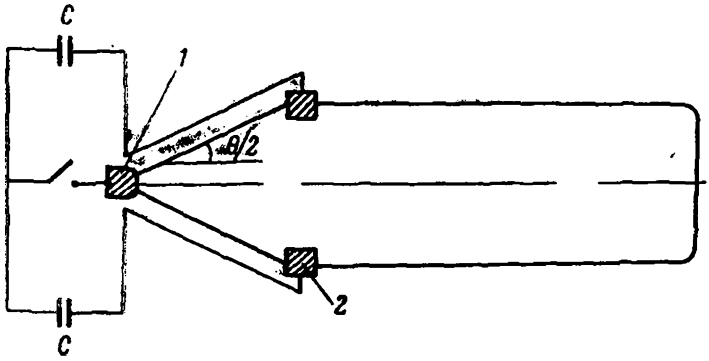


Рис. 11. Принципиальная схема конического разрядного устройства: *1* — центральный электрод; *2* — кольцевой

Широко распространено коническое разрядное устройство, описанное в работах [96—98]. Оно состоит из кольцевого электрода, расположенного у основания конусообразной разрядной камеры, и центрального электрода — в ее вершине (рис. 11). Принцип действия такого устройства состоит в следующем. При конической геометрии разряда создается магнитное поле, сжимающее плазму по радиусу. Так как плотность тока вблизи центрального электрода выше, то возникает градиент давления в направлении оси разрядного устройства. Кроме того, взаимодействие радиальной составляющей тока с магнитным полем создает продольную силу, действующую в том же направлении. Как показали исследования [99], угол конуса оказывает влияние на скорость распространения фронта свечения, что связано с изменением магнитного сжатия. Достижимые скорости ударных волн в электромагнитной ударной трубке конического типа при начальном давлении 0,1 *мм* рт. ст. составляют 120—140 *км/сек* [99, 100]. Для более эффективного электродинамического ускорения плазмы в качестве обратного токопровода применяют коническую спиральную катушку [99—101]. В результате этого плазма дополнительно ускоряется при взаимодействии с нарастающим во времени магнитным полем, созданным обратным спиральным токопроводом. Это позволило получить плазменные сгустки со скоростью $\sim 3 \cdot 10^7$ *см/сек*. В качестве импульсного плазменного ускорителя коническое разрядное устройство используется как с напуском газа [101, 102], так и в эрозионном варианте [103, 104].

Джозефсоном [96] был предложен безэлектродный вариант конической ударной трубы с целью устранения загрязнения потока примесями материала электрода. Разряд производился через индукционные катушки, расположенные вокруг конической части трубы (рис. 12). Скорость ударной волны в этом случае составляла примерно 60% скорости, получаемой в конструкции с электродами. Позже было обнаружено, что основное количество примесей дается не электродами, а стенками трубы [105]. В настоящее время можно указать на различные варианты безэлектродных (с индукционным возбуждением) ЭМУТ [106—109]. Следует отметить, что безэлектродные разрядные устройства во всех случаях дают уменьшенную скорость плазмы по сравнению с аналогичными электродными.

Отдельно следует выделить разрядные устройства цилиндрической геометрии или так называемого пинчевого типа [110—113]. Их действие основано на «схлопывании» газа к центру разрядного объема за счет линейного пинча [114]. В работе [112] такое разрядное устройство было применено для генерации сильных ударных волн. Разряд батареи конденсаторов происходит между двумя электродами, в одном из которых сделано отверстие, выходящее в стеклянную трубку (рис. 13).

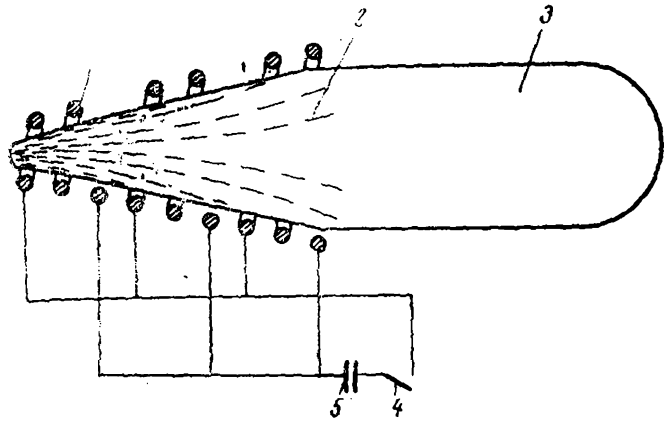


Рис. 12. Схема безэлектродной конической электромагнитной ударной трубы: *1* — ускоряющие индукционные катушки; *2* — силовые линии; *3* — трубка; *4* — ключ; *5* — конденсатор

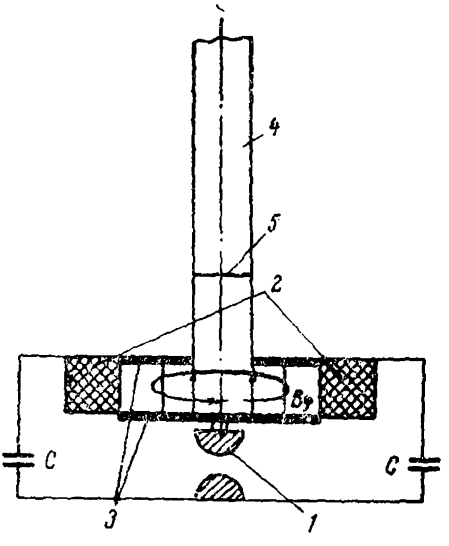


Рис. 13. Принципиальная схема цилиндрической ЭМУТ: *1* — разрядник; *2* — изолятор; *3* — электроды; *4* — трубка; *5* — передний светящийся фронт

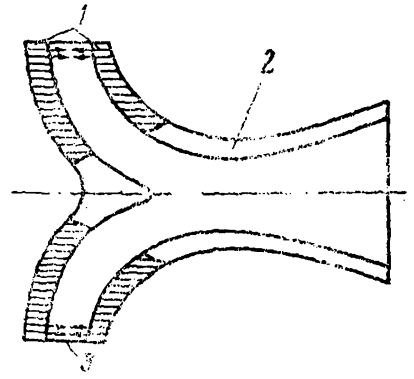


Рис. 14. Разрядное устройство с фигурными сопловыми электродами: *1* — электроды; *2* — изоляционные стенки; *3* — поверхностные токи

Диаметр отверстия равен по порядку величины радиусу пинча в момент максимального сжатия. Образующаяся в результате (схлопывания) плазма выбрасывается через отверстие и служит поршнем при образовании ударных волн. Такого рода трубы обеспечивают получение ударных волн высоких скоростей (до 10^7 *см/сек* и более). Основное достоинство ЭМУТ пинчевого типа, описанных в работе [112],— отсутствие примесей, поступающих обычно из стенок разрядной камеры.

В работе [110] описано разрядное устройство на основе линейного пинча с фигурными сопловыми электродами (рис. 14). Такая конфигурация электродов позволяет получить при одном и том же количестве затраченной электрической энергии значительно большую кинетическую энергию выбрасываемой плазменной струи, чем плоское цилиндрическое разрядное устройство.

5. ПРОЦЕССЫ УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Ускорение плазмы при исследовании электродинамических систем занимает центральное место, так как оно имеет определяющее значение для генерации ударных волн и плазменных сгустков.

Ускорение плазмы магнитным полем рассматривалось А. И. Морозовым [115], и, по-видимому, эта работа была исходной точкой в дальнейшем изучении процессов ускорения в различных системах. Немного позже появились работы Л. А. Арцимовича и его сотрудников [80, 116], в которых было дано элементарное решение системы уравнений, описывающих процесс электродинамического ускорения свободно без трения передвигаемой проволочки (плазменного шнура), играющей роль подвижного элемента контура, вдоль двух жестких проводов:

$$\frac{d^2\varphi}{d\tau} = q\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)^2,$$
$$\varphi = -\frac{d}{d\tau}\left[(1+y)\frac{d\varphi}{d\tau}\right], \tag{1.11}$$

где $y = \frac{b}{L_0}x$ — путь, пройденный движущимся элементом (в безразмерных единицах); L_0 — начальная индуктивность контура; b — приращение индуктивности системы при передвижении проволочки на 1 *см* пути; $\varphi = \frac{U}{U_0}$, $\frac{d\varphi}{d\tau}$ и $\tau = \omega_0 t$ — соответственно напряжение на конденсаторной батарее, ток в контуре и время, выраженные в безразмерных единицах;

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}; \quad q = \frac{b^2 C_0^2 U_0^2}{2mC^2 L_0}.$$

Здесь C_0 — емкость конденсаторной батареи; m — масса ускоряемой проволочки; q — постоянная величина, являющаяся основной характеристикой процесса ускорения.

В этих работах система уравнений решена лишь в небольшом диапазоне $0{,}25 \leqslant q \leqslant 1$. Из решений системы уравнений (1.11) и общих соображений следует, что скорость плазменных сгустков наряду со многими другими факторами определяется также длиной электродов ускорителя. Однако первые же опыты в этом направлении [84] показали, что величина практически достигаемых скоростей плазменных сгустков очень слабо зависит от длины. По мнению авторов работ [84, 117], этот факт связан со вторичными пробоями, которые преждевременно обрывают процесс ускорения плазменных сгустков и тем самым препятствуют увеличению их скорости. В работе [118] более подробно решена система уравнений для широкой области значений параметра $0{,}25 \leqslant q \leqslant 170$. Авторы показали, что в большинстве существующих электродинамических систем параметры выбраны далеко не оптимальным образом и поэтому процесс ускорения происходит недостаточно эффективно.

Следует отметить, что в упомянутых выше работах система уравнений составлена в идеализированном виде, так как в системе не учитывается изменение ускоряемой массы во времени. Здесь также предполагается, что активные потери отсутствуют и что плазменное образование в процессе ускорения не изменяется (модель «идеальной токовой перемычки»). Последнее допущение, как показано в работе [119], сильно влияет на устойчивость процесса ускорения. Решая систему уравнений (1.11) для пульсирующего сгустка (радиус шнура изменяется во времени), автор этой работы приходит к выводу, что если силы магнитного давления сравнимы с силами газодинамического давления, то будут наблюдаться слабые пульсации плазменного сгустка, а характер ускорения такой же, как при недеформируемом сгустке. В случае, когда силы магнитного давления малы, сгусток под действием газодинамического давления внутри него расширяется, и, наконец, если силы магнитного давления больше давления газа, то наступают резкие пульсации сгустка, что приводит к «пинчевой» неустойчивости.

Масса плазменного сгустка может заметно меняться во время ускорения, что неизбежно сказывается на количестве движения ускоренного сгустка и коэффициенте преобразования электрической энергии, запасенной в ускоряющем контуре. В работах [120, 121] рассмотрено движение плазменного сгустка переменной массы с учетом диффузионного рассеяния ее и поступления новых частиц, образующихся при эрозии направляющих электродов. Показано, что существуют зависящие от электрических параметров ускоряющего контура оптимальные длины плазменного ускорителя, при которых достигаются максимальная скорость и максимальный энергетический к.п.д. Оптимальная длина возрастает с увеличением

начального напряжения и емкости конденсаторной батареи контура, что связано с ростом скорости поступления в ускоряемый сгусток вещества эродирующих электродов. Удовлетворительное качественное согласие этих выводов с результатами эксперимента получено в работах [122, 123].

В работе [124] приводятся результаты машинного решения системы уравнений (1.11) при более широких диапазонах параметра q с учетом активных потерь и изменения массы в процессе ускорения для «наполненных» ускорителей. Автором получены простые формулы, удобные для анализа и расчета, при помощи которых можно провести сравнение различных типов плазменных ускорителей.

Автор работы [125] учитывал в решении системы уравнений для коаксиального ускорителя с эродирующими электродами как эрозию, так и сопротивление невозмущенного газа ускоряемому сгустку. Решилась система уравнений для параметра $0{,}1 \leqslant q \leqslant 10$. В этих работах показано, что учет эродируемой массы и внешнего сопротивления приводит к уменьшению скорости по сравнению с идеальным случаем, когда ускоряемая масса постоянна. Учет зависимости эродируемой массы от расстояния в процессе ускорения также приводит к уменьшению скорости плазменных сгустков [126].

В работе [127] с помощью магнитных зондов показано, что при пробое газа в ИПУ образуется токовый слой, который под действием собственного или внешнего магнитного поля движется вдоль направляющих электродов. Эксперименты, проведенные в работах [128—130], указали на важную роль токового слоя, образующегося в ИПУ в процессе ускорения плазмы. В работе [127] обнаружено, что в токовом слое толщиною 1 *см* существует градиент концентрации заряженных частиц и плотность плазмы оказывается на порядок больше, чем она была бы при полной ионизации невозмущенного газа. Это свидетельствует об эффективном сгребании газа токовым слоем в условиях эксперимента. Значит, при определенных условиях токовый слой действует на невозмущенный газ как непроницаемый магнитный поршень, толкая плазму из ускорителя и сгребая находящийся перед ней невозмущенный газ, оставляя, таким образом, за собой вакуумную область (модель «снежного кома») [131—133]. В этом случае в отличие от модели «идеальной токовой перемычки» [80] масса сгустка не предполагается постоянной. Основные допущения здесь следующие: ток аксиально симметричен и течет радиально между коаксиальными электродами, как плоский диск; магнитное поле за диском однородно, а перед диском равно нулю; плазма обладает идеальной электрической проводимостью; ток разряда линейно увеличивается со временем. В действительности магнитное давление за токовым слоем не остается постоянным,

поскольку магнитное поле обратно пропорционально квадрату расстояния между электродами. Для воспроизведения более однородных условий некоторые авторы [134] использовали ускоряющие электроды с маленьким отношением радиусов.

Результаты экспериментов [80, 123, 130] показывают, что токовый слой не всегда является магнитным поршнем, непроницаемым для частиц, и при своем движении вдоль электродов захватывает далеко не весь газ, первоначально заполнявший пространство между электродами. Вследствие этого эффективность ускорения падает. Для существования магнитного поршня, как утверждает А. К. Мусин [135], необходимо, чтобы время перемещения токового слоя на расстояние, сравнимое с его толщиной, было значительно меньше времени проникновения магнитного поля в токовый слой.

Многими исследователями показано, что токовый слой неоднороден и обладает сложной внутренней структурой. Так, авторы работы [136] наблюдали при помощи магнитных зондов слоистую структуру тока в коаксиальном ускорителе. Ими был предложен механизм внутренней неустойчивости потока плазмы с «вмороженным» магнитным полем. В работе [83] показано, что токовый слой во время движения вдоль направляющих электродов может расслаиваться на отдельные сгустки — «волокна» толщиной 0,1 *см* — и в этом случае увеличения неподвижной плазмы и нейтрального газа не происходит. Расслоение, или распад токового слоя и образование «пинчей», является одним из видов неустойчивости протекающего через плазменный сгусток тока. Если собственное магнитное поле пинчей мало по сравнению с внешним магнитным полем по отношению к ним (поле направляющих электродов, токовых слоев, движущихся перед пинчами и т. д.), то пинчи не образуются или быстро разваливаются. Токовый слой становится более или менее однородным, и газ, заполняющий ускоритель, действительно увлекается движущейся плазмой [137]. Механизм увлечения ионизированного газа движущимися пинчами носит индукционный характер. Как утверждается в работе [138], если основной ток протекает через пинчи, ионизированный газ может эффективно увлекаться и при расслоении токового слоя на отдельные волокна.

Следовательно, для описания процессов ускорения в ИПУ необходима теория, которая могла бы учесть динамику токового слоя и объяснить структуру токовых слоев. Частично в рамках двухжидкостного магнитогидродинамического приближения этот вопрос решается в работе [139]. В работах [140, 141] структура токового слоя и захват плазмы в процесс ускорения рассматриваются в кинетическом приближении. Показано, что задача об ускорении плазмы в рельсотроне сводится к построению и исследованию потенциала поля поляри-

зации. Механизм электродинамического ускорения сгустка между параллельными рельсами, исходя из работ [140, 141], объясняется следующим образом: первоначальный пробой газового промежутка приводит к формированию токового фронта с относительно высокой плотностью электронного тока. Основной ток между электродами переносится электронами, поэтому электродинамическая сила действует непосредственно на электронную компоненту и приводит к ускорению токового фронта вдоль направляющих электродов. Атомы нейтрального газа ионизируются в токовом фронте, и образовавшиеся ионы увлекаются за электронной компонентой. При этом в области токового фронта возникает электрическое поле поляризации порядка 30—80 *в/см* [141], которая обеспечивает захват ионов в процессе ускорения.

Совсем недавно в работе [142] предложена и численными методами исследована система уравнений, описывающая электродинамическое ускорение плазмы в коническом ускорителе эрозионного типа с цилиндрическим обратным токопроводом. Получено удовлетворительное соответствие между теорией и экспериментом. Авторы на основе полученных результатов пришли к выводу, что электродинамическое ускорение плазмы в коническом ускорителе является частным случаем электродинамического ускорения плазмы в ускорителе рельсового типа и отличается лишь более сложной геометрией направляющих электродов.

Таким образом, несмотря на значительные успехи, достигнутые по теоретическим вопросам электродинамического ускорения плазменных сгустков, в настоящее время отсутствует единая теория, позволяющая создать надежные инженерные методы расчета рабочего процесса ИПУ. Это связано с трудностью учета таких физических явлений, как вторичные пробои, различные виды неустойчивостей плазменных сгустков, вихревые токи в разрядном промежутке и ряд других, природа которых в свою очередь недостаточно изучена.

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭМУТ

Целью первых экспериментов с ЭМУТ было показать возможность получения плазменных потоков с большими числами Маха за счет магнитного ускорения. В настоящее время ЭМУТ являются хорошим инструментом для получения движущейся плазмы с температурой выше 20 000 °К. На них выполнен ряд экспериментов по изучению свойств плазмы (аргоновой, водородной, гелиевой) при температурах порядка 40 000 °К и концентрациях электронов 10^{17} $см^{-3}$ [143—147]. Однако принципиальным является вопрос о природе свечения в ЭМУТ, который еще не решен. В ранних работах [143, 144, 148] считалось,

что свечение обусловлено излучением ударно нагретого газа. Полученные спектроскопическими методами значения температур и плотностей незаконно сравнивались с рассчитанными по уравнениям Ренкина — Гюгонио [143, 144]. В ряде работ [149—168] эта распространившаяся точка зрения на природу свечения опровергается. Впервые Клюпо [149] показал, что плазма в ЭМУТ большей частью обязана своим происхождением разряду. Спектроскопические исследования образующейся плазмы показали, что ударно нагретый газ светится очень слабо, а основной вклад в свечение вносит газоразрядная плазма [157]. Эти выводы подтверждаются и другими работами [159, 165]. Исследования, проведенные по выяснению природы плазмообразования в ЭМУТ со сложной волновой структурой плазменного потока [169], указывают на преобладающую роль в свечении разрядной эрозионной плазмы, которая в случае образования ударных волн выполняет роль толкающего газа.

Спектроскопические исследования [108] по изучению процессов свечения в индукционных ЭМУТ показали, что плазма в рассматриваемых типах трубок возбуждается не ударной волной, а индуцированным током.

Рассмотрим в общих чертах картину процессов, протекающих в ЭМУТ. Детальное описание физических процессов, протекающих в ЭМУТ, можно найти в книге [170]. Ряд интересных и важных вопросов затронут также в обзоре [171].

Образующаяся в результате разряда в ЭМУТ электродинамически ускоренная плазма представляет собой поршень, перед которым образуется ударная волна, электродинамически возбужденная. При этом в одних случаях (при больших числах Маха) фронт ударной волны и фронт газоразрядной плазмы совпадают, а в других (при малых числах Маха) они разделены. Разделение увеличивается с удалением от области разряда. Свечение ударно нагретой плазмы настолько слабое, что почти не регистрируется спектральными и скоростными приборами. Светящийся фронт на фоторазвертках, как правило, является фронтом разрядной плазмы. О существовании падающих ударных волн судят по отражению от преграды или по регистрации давления, обусловленного ими, с помощью пьезоэлектрических датчиков [164, 165].

Очень важным является вопрос о выделении ударно нагретой плазмы и об экспериментальном определении ее параметров. До сих пор нет еще надежных спектроскопических измерений, относящихся к области ударно нагретой плазмы. Для этих целей нужна очень светосильная, обеспечивающая пространственно-временное разрешение спектральная аппаратура. Очень эффективными являются интерферометрические и шлирен-методы исследования структуры ударных волн и плазменных потоков [155]. Они позволяют определять скорость

распространения не только фронта свечения, но и ударных волн.

С помощью фотоэлектрических исследований интегрального, а также монохроматического излучения в сочетании с пьезоэлектрическими методами регистрации ударной волны в работе [165] удалось показать, что для конусной электромагнитной ударной трубки при числах Маха больше 30 фронт ударной волны отстоит от газоразрядной плазмы по крайней мере меньше чем на 0,3 *мксек,* а при значениях $M<28$ область ударно нагретого газа имеет достаточную для регистрации протяженность. Определена протяженность области чистого ударно нагретого газа при различных начальных условиях разряда и на различных расстояниях от кольцевого электрода.

В последнее время появились работы, в которых показано, что вблизи фронта сильной ударной волны (протяженность области 1—2 *см*), создаваемой в ЭМУТ, состояние газа удовлетворяет условиям Ренкина—Гюгонио [172]. Это позволило авторам использовать трубу для различных физических измерений, в частности для определения сил осцилляторов.

Вопрос о достижении равновесных состояний за фронтом ударной волны в ЭМУТ и применимости их должен рассматриваться в каждом конкретном случае и не может быть решен в общем для всех разновидностей ЭМУТ.

Глава II НЕКОТОРЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Методы диагностики импульсных плазменных потоков основаны на многочисленных физических явлениях, протекающих в плазме, и принципиально не отличаются от методов диагностики плазмы вообще. Специфика диагностики импульсных плазменных потоков состоит в высокоскоростных измерениях плотности, давления, температур, скоростей и концентрации плазмы. С этой целью широко используются оптические, спектроскопические и СВЧ методы, методы лазерной и корпускулярной диагностики, а также методы высокоскоростной фотографической регистрации и импульсной осциллографии. В настоящее время многие из этих методов описаны в литературе [1—13]. Мы остановимся на некоторых спектроскопических методах диагностики, нашедших широкое применение при исследовании движущейся плазмы эрозионного типа в Лаборатории неравновесных процессов Института физики АН БССР.

1. ПРИМЕНИМОСТЬ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

За последнее время в литературе появилось большое число обзорных работ и монографий, посвященных методам спектроскопической диагностики плазмы (см., например, [3—6, 14, 15]). В этих работах рассматриваются основы спектроскопических методов определения основных параметров плазмы, оцениваются их области применимости и возможные ошибки измерений. Однако спектроскопические методы не являются универсальными, и применение их для исследования определенных плазменных образований требует анализа условий применимости метода в каждом конкретном случае и выяснения смысла получаемого параметра (что особенно важ-

но при измерении температуры плазмы). В связи с этим целесообразно рассмотреть возможности применения различных спектроскопических методов для определения температуры и концентрации основных компонент импульсных плазменных потоков главным образом эрозионного типа. Специфика применения спектроскопических методов для диагностики импульсных источников плазмы определяется особенностями этих источников, прежде всего нестационарностью и сравнительно большой мощностью, приводящими к временной неоднородности излучения образующейся в них плазмы и относительно высоким значениям параметров.

Измерение температуры по относительным интенсивностям линий атомов и ионов

Как известно, метод относительных интенсивностей (метод Орнштейна) может быть применен для определения температуры плазмы, находящейся в термическом равновесии. Только в этом случае температура, измеренная таким методом, является кинетической температурой газа (плазмы).

Рассмотрим возможности установления термически равновесного состояния плазмы. Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования (см., например, [16—22]) показывают, что основными условиями выполнимости термического равновесия является достаточно большая концентрация электронов в плазме и пренебрежимо малая роль спонтанных переходов атомов из возбужденных состояний по сравнению с тушащими столкновениями.

Максвелловское распределение электронов по скоростям осуществляется за счет столкновения электронов между собой [23] и при концентрациях электронов порядка 10^{17} $см^{-3}$ устанавливается за очень короткое время ($\sim 10^{-9}$ $сек$ [24]); это распределение характеризуется электронной температурой T_e. Вследствие того что поперечные сечения передачи импульса для частиц с очень различающимися массами малы, кинетические температуры электронов T_e, атомов T_a и ионов T_i могут совершенно отличаться, хотя каждый вид частиц будет иметь близкое к максвелловскому распределение скоростей.

Исследование процесса возбуждения в импульсных разрядах ($n_e \sim 10^{17}$ $см^{-3}$, $T_e \sim 30 \div 40 \cdot 10^3$ °K [25]) приводит к выводу, что основную роль в девозбуждении в этих условиях играют удары второго рода. Однако с уверенностью считать, что значение концентрации возбужденных атомов и ионов может описываться формулой Больцмана, в которой роль температурного параметра играет температура электронов, можно лишь

в условиях стационарного и однородного источника [26]. Оценки времени установления стационарного состояния для процесса возбуждения в этих условиях дают $\sim 10^{-10}$ *сек.*

Анализ процесса ионизации показывает, что стационарное значение ионизации при концентрациях, реализующихся в канале импульсных разрядов, описывается формулой Саха, где роль температуры играет T_e; время установления стационарного состояния ионизации в подобных условиях $\sim 10^{-7}$ *сек.* Учет процесса упругих соударений электронов с атомами и ионами, который приводит к общему нагреванию газа, дает для времени выравнивания температуры электронов и температуры газа величину порядка $\sim 10^{-7}$ *сек.* При более высоких концентрациях электронов времена релаксации должны быть меньше.

Грим [3] подробно рассмотрел условия существования термически равновесного состояния плазмы (локального термодинамического равновесия — ЛТР). В модели ЛТР распределение электронов по энергетическим уровням целиком определяется столкновениями между частицами и является таким же, каким оно было бы в системе, находящейся в полном термодинамическом равновесии и характеризующейся той же плотностью, температурой и химическим составом. Если скоростями радиационных процессов можно пренебречь по сравнению со скоростями ударных процессов, то критерий существования ЛТР в оптически тонкой, стационарной и однородной плазме, согласно работе [3], имеет вид

$$n_e \geqslant 9 \cdot 10^{17} \left(\frac{E_2 - E_1}{E_H} \right)^3 \left(\frac{kT}{E_H} \right)^{1/2} см^{-3}, \qquad (2.1)$$

где E_1, E_2 — энергия первых уровней системы; E_H — энергия ионизации водорода.

Концентрации электронов, требуемые для выполнения ЛТР в такой плазме, довольно велики. Например, для водорода при $kT \sim 1$ *эв* $n_e \geqslant 10^{17}$ *см*$^{-3}$. Требования к величине n_e ослабляются, если резонансные и особенно следующие за резонансными линии реабсорбированы. Грим приводит также менее жесткий критерий для случаев, когда заселенность возбужденного уровня с квантовым числом n находится в ЛТР с заселенностями более высоких уровней и распределением свободных электронов [3]:

$$n_e \geqslant 7 \cdot 10^{18} \frac{z^7}{n^{17/2}} \left(\frac{kT}{z^2 E_H} \right)^{1/2} см^{-3}. \qquad (2.2)$$

Так, для водорода заселенность уровня $n=3$ находится в ЛТР в пределах 10% с заселенностями более высоких возбужденных уровней и континуума уже при $n_e \sim 1{,}7 \cdot 10^{14}$ *см*$^{-3}$ (для

$T=1$ *эв*). Все указанные оценки проводились в предположении однородности и стационарности плазмы. Неоднородность плазмы может вызвать существенные отступления от равновесия, если изменение ее состояния происходит на длине, сопоставимой со смещением частиц за время релаксации [3, 16].

В условиях импульсных плазменных источников неблагоприятным фактором для установления термического равновесия может стать резко выраженный градиент температуры во времени. В этом случае необходимо не только выполнение общего критерия для ЛТР, но и требуется также, чтобы времена релаксации были существенно малы. Эти времена обратно пропорциональны концентрации электронов [3]. Если электронные плотности достаточно велики и электронная температура, а также концентрации различных частиц не успевают измениться за время порядка времени релаксации, то в такой плазме могут устанавливаться в каждый данный момент времени квазистационарные равновесные состояния. Каждому такому состоянию соответствуют определенные значения параметров. Если параметры плазмы сильно меняются во времени, то измерение температуры (как и концентрации частиц) спектроскопическими методами по интегральным во времени спектрам может в общем случае дать лишь средние значения. Для пространственно неоднородных источников плазмы реальный смысл могут иметь только локальные значения параметров, так же как и само понятие равновесности в этом случае можно отнести лишь к определенным объемам плазмы. При очень больших градиентах параметров в пространстве и времени даже фиксированные во времени состояния отдельных объемов (мгновенные и локальные состояния) не являются равновесными [27].

В связи с этим формальный перенос вывода о равновесности плазмы, полученного экспериментально или теоретически для дуговых источников, на импульсные, даже если последние характеризуются достаточно большими концентрациями электронов, не является оправданным.

Следует отметить, что выполнение широко применяемых при анализе состояния плазмы критерия (2.1) и аналогичных ему является лишь условием пренебрежения радиационными процессами по сравнению с ударными. Известно, что и в этих условиях концентрация заряженных частиц может сильно отличаться от величины, рассчитанной по закону Саха с температурным параметром T_e [26]. Одной из причин этого может быть диффузия электронов из центральных горячих областей плазменного образования в холодные периферические зоны, где происходит рекомбинация. С другой стороны, нейтральные частицы, проникая из периферических зон в центральные, ионизуются там. Концентрация возбужденных частиц для любого

заданного уровня определяется из условий баланса всех процессов, приводящих к заселению возбужденного уровня и дезактивации его. Решение уравнений баланса весьма сложно, и проведение достаточно строгого анализа состояния плазмы по данным о заселенности уровней оказывается затруднительным [26, 28, 29].

В связи с этим приходится в общем случае характеризовать плазму *набором условных температур*, формально вводимых с помощью соотношений, соответствующих формулам Максвелла, Больцмана, уравнению Саха [16]: температурой распределения $T_р$ (чаще называемой температурой возбуждения $T_в$), соответствующей больцмановскому распределению заселенности группы (чаще двух) энергетических уровней; температурой ионизации $T_и$, вводимой с помощью уравнения, описывающего закон Саха; температурами электронов T_e, атомов T_a, ионов T_i, играющими роль температурного параметра в максвелловском распределении частиц по скоростям.

Условие пренебрежения радиационными процессами для импульсных эрозионных плазменных образований, характеризующихся относительно высокими значениями температурных параметров и наличием атомов и ионов различных элементов, выполняется обычно при концентрациях электронов порядка 10^{18} *см*$^{-3}$ и больше [4, 30]. Таким образом, в тех зонах плазменных образований, где реализуются большие плотности электронов ($n_e \geqslant 10^{18}$ *см*$^{-3}$), при отсутствии значительного градиента параметров плазмы могут выполняться условия существования локального термодинамического равновесия. В этих условиях температура $T_в$, измеряемая по относительным интенсивностям атомов или ионов, должна характеризовать температуру электронов; можно также считать T_e близкой к $T_и$.

Выбор линий, применяемых для определения температуры методом относительных интенсивностей, определяется различными факторами. Строгим условием для таких линий является отсутствие реабсорбции. Экспериментальная проверка самопоглощения в спектральных линиях может быть произведена по методике [31].

Для определения температур по относительным интенсивностям линий необходимо знать вероятности соответствующих переходов. Данные для большого числа переходов атомов и ионов различных элементов имеются в работах [3, 32, 33]. Большой библиографический материал содержится в [33, 34].

Наряду с измерением температуры по относительной интенсивности линий атомов или ионов одной кратности применяется способ, основанный на использовании линий двух последовательных ступеней. В принципе этот способ может дать более высокую точность, так как разность энергий верхних

уровней используемых линий в этом случае почти всегда гораздо выше. Однако в то время как спектральные линии ионов одной кратности наблюдаются обычно одновременно, высвечивание линий, относящихся к различным ступеням ионизации атомов и ионов, происходит на различных стадиях нестационарного импульсного разряда [25, 36—40]. Поэтому применение этого способа для определения температуры плазменных образований импульсных источников требует не только пространственного, но и временного разрешения высвечивания обеих используемых линий.

Определение температуры плазмы по температурным максимумам интенсивностей линий

Фаулер и Милн [41], а затем Ларенц [42] предложили определять температуру плазмы, находящейся в термическом равновесии, по максимумам интенсивностей линий. В последнее время метод нашел применение для измерений температуры в импульсных источниках (см., например, [24, 38, 43, 44, 73]).

Точность, требуемая для вычисления температуры в астрофизических задачах (для которых этот метод впервые применялся), допускает упрощения при вычислении сумм по состояниям, потенциалов ионизации и др. [45]. Применимость этих упрощений в условиях плотной плазмы (какой является плазма импульсных источников) не всегда проверяется, что часто снижает достоверность результатов.

Зная температурные максимумы линий, а также зоны высвечивания этих линий, можно получить радиальное распределение температуры по источнику. Расчеты интенсивности как функции температуры дают также возможность оценить верхний предел измерения температуры методом относительных интенсивностей линий, связанный с уменьшением числа излучателей определенного сорта за счет ионизации. Например, для линий атома меди таким пределом является температура 8000—9000 °К, если концентрация электронов $\sim 10^{16} \div 10^{17}$ $см^{-3}$, для ряда линий FI—25 000 °К ($n_e \sim 10^{18}$ $см^{-3}$), для некоторых линий FII—45 000 °К ($n_e \sim 10^{18}$ $см^{-3}$) (см. рис. 15).

Применяя указанный метод для определения температурного профиля импульсных плазменных образований, следует строго учитывать неодновременность высвечивания используемых линий атомов и ионов разной кратности. Измерения, проводимые по интегральным во времени спектрам испускания импульсных плазменных образований, дают возможность сделать только оценки локальных значений температуры. Неопределенность их во времени или неодновременность высвечива-

ния максимумов интенсивностей используемых линий не позволяют в этом случае построить температурный профиль.

Метод определения температуры по максимумам интенсивностей линий относительно прост для плазмы, содержащей атомы и ионы одного химического элемента. Применение его к плазме более сложного состава требует специальных расчетов. Вместе с тем существует метод, позволяющий определять температуру равновесной плазмы без непосредственного расчета состава,— так называемый метод двух пар линий [46]. Измеряя относительную интенсивность двух пар (для двух элементов a и b) линий, относящихся к различным последовательным ступеням ионизации, можно найти температуру плазмы по формуле, полученной с помощью уравнения Саха [46]:

$$T = \frac{(v_i^b - v_i^a) - (E_{II}^b - E_{II}^a) - (E_I^b - E_I^a)}{\lg\left(\frac{I_{II}^a}{I_{II}^b}\cdot\frac{I_I^b}{I_I^a}\right) \quad \lg\left(\frac{\lambda_I^b g_{II}^b A_{II}^b}{\lambda_I^a g_{II}^a A_{II}^a} - \frac{\lambda_{II}^a g_I^a A_I^a}{\lambda_{II}^b g_I^b A_I^b}\right)}, \qquad (2.3)$$

где индексы I и II относятся к двум последовательным ступеням ионизации; v_i — потенциал ионизации; E — энергия верхнего уровня соответствующего перехода.

Благодаря применению двух пар линий не требуется знания величины электронного давления. Точность измерения температуры импульсных источников этим методом также зависит от степени учета пространственно-временной неоднородности излучения плазменных образований.

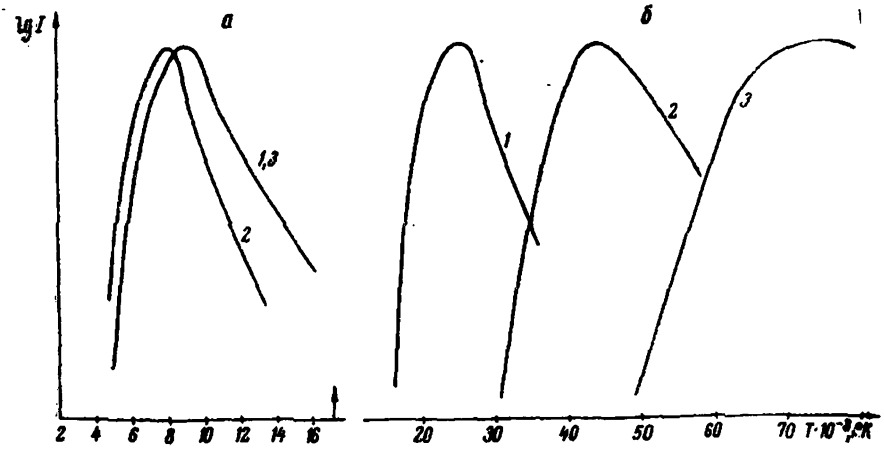


Рис. 15. Зависимость интенсивностей спектральных линий меди ($а$) и фтора ($б$) от температуры: $а$ ($n_e = 5 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$): *1* — CuI 5153 Å; *2* — CuI 5105 Å; *3* — CuI 4531 Å; $б$: *1* — FI 6414 Å ($n_e = 10^{18}$ $см^{-3}$); *2* — FII 4299 Å; *3* — FIII 3121 Å ($n_e = 2 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$)

Основные спектроскопические методы измерения концентрации заряженных частиц и их возможности

Концентрация компонент плазмы в отличие от температуры вполне однозначно характеризует не только термически равновесную плазму, но и плазму, в которой могут быть значительные отклонения от равновесного состояния. Как уже отмечалось, в плазме импульсных разрядов, характеризующейся относительно высокими значениями температуры электронов ($T_e > 10^4$ °K), равновесное состояние устанавливается при значительно больших плотностях электронов, чем те, которые требуются для установления равновесного состояния в дуговых источниках. Поэтому применение способа, основанного на использовании уравнения Саха, для определения концентрации заряженных частиц в плазме импульсных источников с электронной плотностью $n_e < 10^{18}$ $см^{-3}$ требует тщательного анализа состояния плазмы.

Более универсальными в этом отношении являются способы измерения концентрации заряженных частиц по уширению и сдвигу спектральных линий, обусловленному эффектом Штарка. Величина уширения линий в этом случае определяется плотностью заряженных частиц и очень слабо зависит от температуры и распределения электронов по скоростям. В связи с этим измерения плотности по уширению линий, обусловленному эффектом Штарка, могут давать достаточно надежные результаты и в том случае, когда вопрос о наличии в исследуемой плазме условий ЛТР остается открытым.

Применение метода определения концентрации заряженных частиц, основанного на измерении интенсивности сплошного излучения, требует не только наличия максвелловского распределения электронов по скоростям (что почти всегда выполняется во всех интересующих нас случаях), но и точного знания температурного параметра этого распределения. Теория сплошного излучения в водородоподобном приближении была заложена еще Крамерсом [47]. Особенности структуры сложных атомов Унзольд [48] предложил учесть путем введения эффективного заряда; для учета мультиплетности термов сложных атомов был введен специальный множитель. Однако анализ работ по исследованиям сплошного спектра на основе теории Крамерса—Унзольда показал, что рекомендации по выбору величин эффективного заряда и множителя, учитывающего мультиплетность, противоречивы и не имеют достаточного теоретического и экспериментального обоснования. В работах Бибермана и Нормана [49] за основу были взяты формулы Берджесса—Ситона для сечений рекомбинации, полученные в кулоновском приближении; даны общие выраже-

ния для яркости сплошного излучения как однокомпонентной, так и многокомпонентной плазмы, состоящей из атомов и ионов различных химических элементов. Благодаря экспериментальным и теоретическим исследованиям непрерывных спектров, проведенным в последнее время, измерение параметров плазмы по сплошному излучению может быть проведено с достаточной надежностью. Следует отметить, что в условиях плазмы, которая образуется при эрозии относительно сложных по составу материалов, часто бывает трудно выделить участок спектра, свободный от уширенных линий и молекулярных полос, или учесть вносимый ими вклад.

Чаще всего для определения концентрации заряженных частиц в плотной плазме используют уширение линий водорода серии Бальмера, обусловленное линейным эффектом Штарка. Наилучшую точность имеют результаты, полученные по уширению линии H_β. Для этой линии проведены наиболее точные расчеты [50], в которых учтено уширение нижнего уровня и использованы более надежные функции распределения напряженности Баранже и Мозера [51]. Кроме того, ширина этой линии достаточно велика, что обеспечивает возможность довольно точных измерений уширения. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных исследований показывает, что при достаточно точном измерении полуширины линии H_β значения электронных плотностей можно получить с большой точностью ($\sim 10\%$ [4]).

В большом диапазоне концентраций заряженных частиц можно использовать линию H_α, если при этом концентрация водорода в плазме достаточно низкая, чтобы самопоглощение было незначительно.

Измерение концентрации заряженных частиц с использованием линий водорода можно проводить при исследованиях разрядов в смеси газов, содержащей водород. Часто с этой целью водород специально вводят в разрядный промежуток в качестве примеси. Возможность таких измерений в эрозионной плазме имеется лишь в тех случаях, когда водород входит в состав плазмообразующих материалов (органических вставок, электродов из водородсодержащих сплавов и др.). Использование линий других элементов наталкивается на ряд трудностей. Прежде всего необходимо отметить, что современное состояние вопроса об уширении линий более тяжелых элементов не может считаться таким удовлетворительным, как в случае водорода. Параметры, необходимые при практическом использовании уширения линий, для многих элементов отсутствуют, а имеющиеся значения часто противоречивы. Этим, по-видимому, объясняется немногочисленность экспериментальных работ, в которых определение концентрации заряженных частиц проводится путем исследований контуров линий

более тяжелых элементов. В большинстве случаев определение концентрации заряженных частиц проводилось по уширению линий инертных газов (He, Ar), в атмосфере которых горит разряд [52—56]. Имеются отдельные измерения с использованием линий кислорода, азота [57, 58], алюминия [59]. Наиболее подробные исследования уширения спектральных линий проведены для щелочных металлов [60—65].

В последнее время для определения концентрации заряженных частиц в плазме находит применение способ, основанный на использовании запрещенных переходов [66—72]. Изучение спектров испускания эрозионных импульсных плазменных струй показывает, что в этих условиях возможно появление запрещенных переходов атомов элементов, входящих в состав плазмообразующих рабочих тел. Поэтому представляется необходимым выяснить возможности этого способа в условиях исследуемой эрозионной плазмы.

Анализ результатов измерений концентрации заряженных частиц в плазме импульсных источников позволяет заметить в большинстве случаев существенное различие значений (вплоть до 2—3 порядков), полученных разными методами с использованием различных линий и характеризующих различные стадии нестационарного процесса образования плазмы [50—58, 73—75]. Трудно с уверенностью сказать, чем определяется это различие. Оно может быть связано с несовершенством используемых теорий и экспериментальными ошибками измерений. Так, расхождение величин концентраций, измеренных по уширению линий иона и атома в условиях довольно однородного источника [56, 76], уменьшилось при применении нестационарной теории уширения Вайнштейна—Собельмана. Учет взаимной корреляции частиц, необходимый при больших плотностях электронов (10^{18}—10^{19} $см^{-3}$), позволил снизить расхождение концентраций, измеренных по сдвигу линии HeII и по совмещению ее крыла с теоретическим контуром, от 100 (при применении хольтсмарковского контура) до 20%. Можно отметить также, что существенное отличие (на порядок) величин концентраций, измеренных по смещению границы серии и по уширению и сдвигу линий HeII в плазме импульсного разряда в гелии [55], может быть сведено до минимума, если вместо формулы Инглиса — Теллера [77], учитывающей только статистическое уширение ионами, использовать данные работы [3], приведенные с учетом ударного уширения электронами.

Вместе с тем при диагностике реальных импульсных источников плазмы приходится считаться и с действительным различием параметров разряда отдельных объемов плазменных образований на различных стадиях разряда. Почти во всех экспериментах по измерению концентрации заряженных ча-

стиц с временным разрешением отмечается заметное изменение концентрации во времени [57, 74, 78]. Изменение плотностей частиц плазмы во времени и пространстве связано с конкретными условиями образования и истечения плазмы и отражает специфические свойства импульсных плазменных источников.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО КВАДРАТИЧНОМУ ЭФФЕКТУ ШТАРКА

Широкое применение для определения концентрации заряженных частиц в плазме нашел метод, основанный на уширении спектральных линий в результате квадратичного эффекта Штарка. На возможность такого определения указывали еще Хольтсмарк и Трумпи [79]. В дальнейшем использование уширения линий за счет квадратичного эффекта Штарка для целей диагностики шло по пути усовершенствования теории и расширения возможностей ее применения. В каждом конкретном случае применение указанного метода требует правильного выбора теории и значений постоянных квадратичного эффекта Штарка, а в ряде случаев и их определения, а также расчетов контуров спектральных линий в зависимости от концентрации заряженных частиц в плазме.

Уширение спектральных линий, обусловленное квадратичным эффектом Штарка, может быть описано ударной или статистической теорией. Возможны различные варианты: результирующее уширение обусловлено статистическими полями, создаваемыми и ионами, и электронами; действием статистических полей ионов и ударным воздействием электронов; ударным воздействием ионов и электронов. Используя известные критерии [80], в каждом конкретном случае можно определить, какой именно механизм определяет уширение.

Во многих практически важных случаях (дуговой и импульсный разряды) уширение спектральных линий может быть обусловлено ударным воздействием электронов и квазистатическими полями ионов [81—83]. В условиях вакуумных дуг и мощных импульсных разрядов квазистатические поля ионов не существенны, и уширение линии, обусловленное квадратичным эффектом Штарка, будет определяться следующим образом [55, 84—86]:

$$\gamma = \gamma_{эл} + \gamma_{ион} = 38{,}7\, C_4^{2/3}\, v^{1/3} n_e \left[I'(\beta) + \left(\frac{2m_e z^2}{M} \right)^{1/6} \right], \qquad (2.4)$$

где $I'(\beta)$ — член, учитывающий неадиабатичность возмущения; m_e и M — соответственно массы электрона и иона; z — заряд иона.

При практическом применении квадратичного эффекта Штарка для определения концентрации заряженных частиц необходимо знать его постоянные. Постоянные квадратичного эффекта Штарка могут определяться экспериментально либо рассчитываться.

Экспериментально постоянные для ряда спектральных линий были определены Штарком [87]. По методике, предложенной Штарком, были измерены постоянные Штарка отдельных компонент картины штарковского расщепления [88]. В целом для отдельного спектрального перехода постоянные Штарка были найдены в условиях дугового разряда Хольтсмарком и Трумпи [79]. Плазма дугового разряда существенно неоднородна, и поэтому измерения постоянных Штарка в этих условиях не являются надежными. В условиях однородного столба дугового разряда измерения постоянных Штарка были выполнены Стампа [58], причем было обнаружено сильное расхождение экспериментальных постоянных квадратичного эффекта Штарка с теоретическими.

Впервые теоретический расчет постоянных квадратичного эффекта Штарка был предпринят Унзольдом [89]. По схеме квантовомеханических расчетов Унзольда, использовавшего водородоподобные матричные элементы и эмпирические значения расщеплений, был проведен расчет констант для ряда элементов в [90, 91]. Результаты систематических расчетов уширения изолированных линий атомов и ионов первой кратности ионизации для легких и ряда средних и тяжелых элементов приведены в [3]. Грим показал, что расчеты уширения линий за счет квадратичного эффекта Штарка можно проводить в кулоновском приближении. При использовании матричных элементов, рассчитанных в кулоновском приближении для вычисления постоянных квадратичного эффекта Штарка, точность вычисления должна быть гораздо выше, чем при использовании таких матричных элементов для вычисления сил осцилляторов, так как в последнем случае приходится включать волновые функции нижних уровней переходов, для которых кулоновское приближение менее приемлемо. Матричные элементы в [3] вычислялись по Бейтсу и Дамгаард [35], а усреднение постоянных Штарка производилось не по отдельным компонентам картины штарковского расщепления, а бралось среднее магнитное квантовое число.

Постоянные квадратичного эффекта Штарка для спектральных линий меди, алюминия, магния и углерода [92—94] вычислялись с использованием матричных элементов, рассчитанных также по методу [35], но с учетом относительных интенсивностей компонент расщепления (см. также [61—64]). Результаты вычислений для некоторых линий алюминия, меди и магния приведены в табл. 1.

Таблица 1. **Постоянные некоторых линий меди, алюминия и магния**

Длина волны, Å	Сериальный переход [95]	Энергия верхнего уровня, эв [95]	Вероятность перехода, 10^8 сек$^{-1}$ [32]	Сила осциллятора [32]	Постоянная Штарка C_4, см^4·сек$^{-1}$		Пределы измеряемых концентраций, см$^{-3}$ [97]
					расчетная	литературная	
			Линии CuI				
4022,6	$4^2P^0_{1/2} - 5^2D_{3/2}$	6,87	0,77	0,19	$-1{,}64\cdot10^{-12}$	$-1{,}1\cdot10^{-12}$ [88] $-1{,}55\cdot10^{-11}$ [79]	$5\cdot10^{14} \div 3\cdot10^{15}$
4275,1	$4^4P^0_{5/2} - 5^4D_{7/2}$	7,74	2,6	0,72	—	—	—
4480,4	$4^2P^0_{1/2} - 6^2S_{1/2}$	6,55			$-1{,}08\cdot10^{-13}$	$-1{,}83\cdot10^{-12}$ [79]	$8\cdot10^{15} \div 1{,}2\cdot10^{17}$
4530,8	$4^2P^0_{3/2} - 6^2S_{1/2}$	6,55	0,65	0,20	$-1{,}08\cdot10^{-13}$	$-7{,}95\cdot10^{-13}$ [79]	$8\cdot10^{15} \div 1{,}2\cdot10^{17}$
5105,5	$4^2D_{5/2} - 4^2P^0_{3/2}$	3,82	0,051	0,020	—	—	—
5153,2	$4^2P^0_{1/2} - 4^2D_{3/2}$	6,19	4,7	1,9	—	—	—
			Линии AlI				
3944,0	$3^3P^0_{1/2} - 4^2S_{1/2}$	3,14	0,66	0,15	$-2{,}52\cdot10^{-15}$	$-1{,}3\cdot10^{-15}$ [3]	$2\cdot10^{17} \div 5\cdot10^{19}$
3961,5	$3^2P^0_{3/2} - 4^2S_{1/2}$	3,14	1,3	0,31	$-2{,}52\cdot10^{-15}$	$-1{,}3\cdot10^{-15}$ [3]	$2\cdot10^{17} \div 5\cdot10^{19}$
			Линии MgI				
5167,32	$3^3P^0_0 - 4^3S_1$	5,11	1,2	0,48	$-3{,}64\cdot10^{-15}$	$-1{,}5\cdot10^{-15}$ [3]	—
5172,68	$3^3P^0_1 - 4^3S_1$	5,11	3,5	1,4	$-3{,}64\cdot10^{-15}$	$-3{,}1\cdot10^{-15}$ [96] $-1{,}5\cdot10^{-15}$ [3]	$1\cdot10^{17} \div 3\cdot10^{19}$
5183,60	$3^3P^0_2 - 4^3S_1$	5,11	6,4	2,6	$-3{,}64\cdot10^{-15}$	$-3{,}1\cdot10^{-15}$ [96] $-1{,}5\cdot10^{-15}$ [3]	$1\cdot10^{17} \div 3\cdot10^{19}$

Точность экспериментального определения значений постоянных квадратичного эффекта Штарка сильно зависит от условий эксперимента. Поэтому при расчетах контуров спектральных линий в большинстве случаев используются теоретические значения этих постоянных.

По найденным постоянным Штарка производились расчеты контуров спектральных линий для статистического уширения ионами, используя хольтсмарковское распределение поля. Для учета ударного уширения электронами надо для каждой длины волны, которой соответствует определенная интенсивность согласно статистической теории уширения ионами, построить контур, обусловленный ударным уширением электронами. Распределение интенсивностей по длинам волн λ' при данном λ можно записать в виде

$$dI(\lambda') = I_{уд}(\lambda' - \lambda)\, I_{ст}(\lambda)\, d\lambda\,, \qquad (2.5)$$

где $I_{уд}(\lambda'-\lambda)$ — распределение интенсивностей согласно ударной теории уширения; $I_{ст}(\lambda)$ — распределение интенсивностей согласно статистической теории. Результирующая интенсивность будет сверткой этих двух контуров:

$$I(\lambda') = \int_0^\infty I_{уд}(\lambda' - \lambda)\, I_{ст}(\lambda)\, d\lambda\,. \qquad (2.6)$$

Для решения интеграла (2.6) применялись численные методы.

Чтобы убедиться в том, что теоретические расчеты контуров спектральных линий, обладающих квадратичным эффектом Штарка, могут быть успешно применены для целей диагностики, целесообразно провести сравнение экспериментального контура с теоретическим. На рис. 16 приведено такое сравнение для линии 4530,8 Å атома меди. Наблюдается хоро-

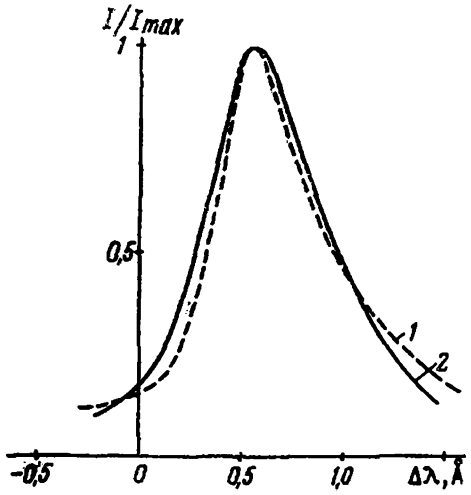


Рис. 16. Экспериментальный (*1*) и теоретический (*2*) контуры линии CuI 4530,8 Å при концентрации заряженных частиц $n_e = 1{,}7 \cdot 10^{16}$ *см*$^{-3}$

шее согласие теоретического контура с экспериментальным (в пределах $\sim 10\%$).

Иногда измерения можно проводить в предположении, что общая полуширина линии почти аддитивно складывается из полуширин, получаемых под влиянием ионов и электронов [61]. Диаграммы, необходимые для измерения концентрации заряженных частиц по уширению ряда линий, обусловленному квадратичным эффектом Штарка, приведены на рис. 17.

Анализ зависимостей полуширины линий от концентрации заряженных частиц показывает, что заметное влияние квадратичного эффекта Штарка начинается с определенной для каждой линии концентрации заряженных частиц. При больших значениях концентраций (для каждой линии свое значение) линия настолько уширяется, что начинает сливаться с фоном. В связи с этим определенную линию, обладающую квадратичным эффектом Штарка, можно применять для измерения концентрации заряженных частиц только в некоторой области концентраций. Согласно работе [97], примерные границы этой области можно найти из следующих соображений. Нижний предел будет определяться аппаратным уширением, влиянием других типов взаимодействия и эффектом Допплера. В условиях исследуемых плазменных образований с высокой плотностью заряженных частиц взаимодействием с нейтральными частицами можно пренебречь [98]. В большинстве случаев приходится учитывать лишь эффект Допплера. Тогда нижняя граница может быть найдена из условия

$$\gamma \gg 7{,}1 \cdot 10^{-7} \omega \sqrt{T/\mu}\,, \tag{2.7}$$

где γ — полуширина линии, выраженная в круговых частотах; μ — молекулярный вес; T — температура плазмы.

Граничные значения концентраций электронов, вычисленные по (2.7) для различных линий атомов меди, алюминия, магния, приведены в табл. 1.

Верхний предел будет определяться заметным перемешиванием состояний разной четности, когда происходит переход от квадратичного к линейному эффекту Штарка. Область концентрации заряженных частиц, в которой происходит этот переход, может быть найдена из условия

$$\gamma \ll 2\pi \frac{\Delta E}{h}\,, \tag{2.8}$$

где ΔE — разность энергий двух ближайших возмущающих уровней; h — постоянная Планка. Получаем предельную концентрацию, до которой можно применять теорию квадратичного эффекта Штарка, не делая при этом существенных ошибок. Результаты расчета в предположении $\gamma = 0{,}1 \cdot 2\pi \frac{\Delta E}{h}$

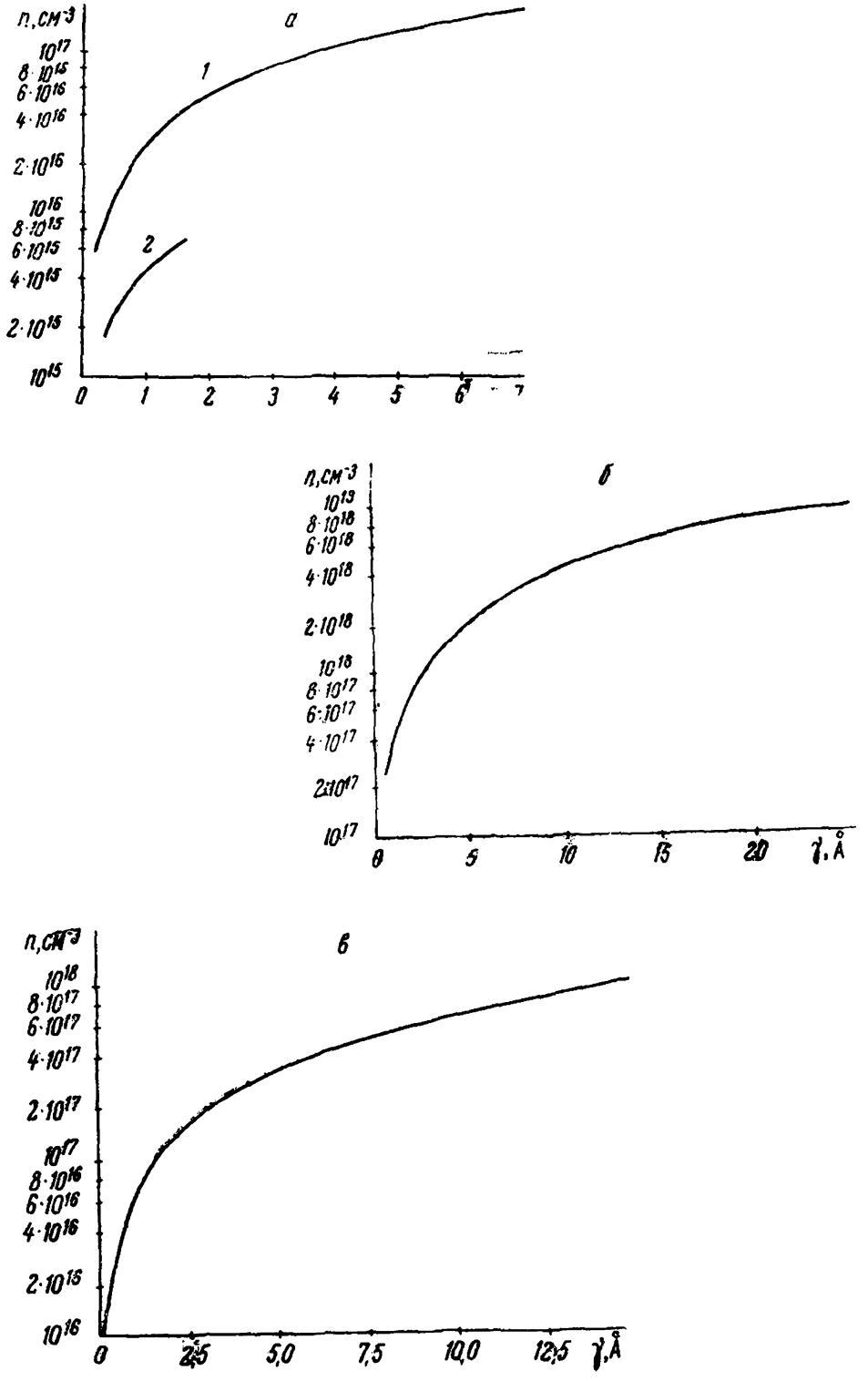


Рис. 17. Зависимость ширины линий от концентрации заряженных частиц: *а* — CuI 4531 и 4480 Å (*1*); CuI 4023 Å (*2*); *б* — AlI 3961 Å; *в* — CII 4267 Å

для тех же линий приведены в табл. 1, из которой видно, что, используя уширение отдельных линий при квадратичном эффекте Штарка, не делая существенных ошибок, можно производить измерения по выбранной линии лишь в узкой области концентрации заряженных частиц.

Набор спектральных линий с различными пределами указанной области дает возможность охватить большой диапазон, в котором можно измерять концентрации, используя уширение линий при квадратичном эффекте Штарка.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЛИНИЙ МЕДИ

Определение концентрации заряженных частиц по уширению спектральных линий требует, с одной стороны, громоздких расчетов контуров спектральных линий, а с другой стороны — применения приборов высокой разрешающей силы и выполнения тщательных измерений контуров. Более простым методом является метод определения концентрации заряженных частиц, основанный на измерении интенсивностей запрещенных линий, возникающих в плазме под действием электрических полей, создаваемых заряженными частицами [66—72].

Под действием сильных электрических межмолекулярных полей отдельные компоненты картины штарковского расщепления могут настолько сместиться, что произойдет перемешивание уровней разной четности. Это приводит к более сильному уширению спектральных линий и возникновению запрещенных переходов между уровнями одной и той же четности [99]. Общая теория запрещенных переходов рассмотрена Милиянчуком [100]. Теоретическое обоснование метода можно найти в работах Гречихина [70, 71]. Сущность метода, согласно этим работам, состоит в следующем. На основании теории запрещенных переходов и современной теории уширения спектральных линий производится расчет интенсивности запрещенных линий, которая имеет следующий вид [100]:

$$I = a\frac{g}{g'} N_0 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \nu^4 \sum_{k,k'} |(\alpha, k|p|\alpha', k')_1|^2 , \qquad (2.9)$$

где a — коэффициент пропорциональности; g и g' — статистические веса верхнего и нижнего уровней; N_0 — число атомов в основном состоянии; T — температура; ν — частота перехода; α — возможное значение главного и азимутального квантовых

чисел; k — набор магнитных квантовых чисел. Матричный элемент, входящий в (2.9), равен [100]

$$(\alpha, k|p|\alpha', k')_1 = \sum_{i \neq k,k'} \left[\frac{(\alpha, k \mid eF_z \mid i)}{E_\alpha - E_i} (i \mid p \mid \alpha', k') + \right.$$

$$\left. (\alpha, k \mid p \mid i) \frac{(i \mid eF_z \mid \alpha', k')}{E_{\alpha'} - E_i} \right], \qquad (2.10)$$

где в свою очередь $P=e(x \pm iy)$, ez и F — напряженность электрического поля.

Так как вероятность возникновения запрещенного перехода зависит от величины концентрации заряженных частиц в плазме, то можно получить зависимость, связывающую отношение интенсивностей $I_з/I_р$ с концентрацией заряженных частиц [70, 71]:

$$\frac{I_з}{I_р} = \frac{g_з}{g_р} e^{-\frac{E_з - E_р}{kT}} \left(\frac{\nu_з}{\nu_р}\right)^4 \frac{\sum_{k,k'} \sum_{i \neq \alpha,\alpha'} \left| \frac{(\alpha, k \mid P_z \mid i)}{E_\alpha - E_i} (i|P|\alpha', k') \right|^2}{\sum_{k,k'} |(\alpha, k \mid P \mid \alpha', k')_0|^2} \times$$

$$\times \left[80{,}2e^2 n_i^{4/3} + \frac{\pi^2 e^2}{\rho_{min}} n_e I'(\beta) \right], \qquad (2.11)$$

где g — статистический вес; ν — частота перехода; ρ_{min} — минимально возможное прицельное расстояние, при котором происходит возмущение излучающего атома электроном; T — температура источника. Действие статистических полей ионов приводит к пропорциональности отношения интенсивностей $I_з/I_р$ концентрации заряженных частиц в степени 4/3. Ударное воздействие электронов приводит к линейной зависимости отношения $I_з/I_р$ от концентрации. Учет неадиабатичности ударного воздействия электронами производится как и для уширения спектральных линий [84], только постоянная взаимодействия здесь описывает процесс перемешивания состояний различной четности.

Расчеты интенсивностей запрещенных линий в плазме для атома меди, обусловленных воздействием однородных межмолекулярных электрических полей, производились в предположении трех и более возмущающих уровней [69, 70, 101]. Зависимости, связывающие относительную интенсивность с концентрацией заряженных частиц, приведены в табл. 2. Электроны вследствие большой неадиабатичности вносят очень малый вклад в результирующую интенсивность запрещенных переходов.

Таблица 2. **Зависимости, связывающие относительную интенсивность с концентрацией заряженных частиц для запрещенных линий меди. Серия $P - nF$**

Длина волны запрещенного перехода, Å	β	$I'(\beta)$	Отношение интенсивностей	Величина отношения	Пределы концентрации заряженных частиц, в которых обнаруживаются запрещенные переходы, $см^{-3}$
4015,8	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$	10^{-3}	$\frac{I_{4P_{1/2}-4F}}{I_{4P_{1/2}-5D}}$	$1{,}6 \cdot 10^{-22}\ n^{4/3}$	$3 \cdot 10^{15} \div 2 \cdot 10^{16}$
4056,8	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$	10^{-3}	$\frac{I_{4P_{3/2}-4F}}{I_{4P_{3/2}-5D}}$	$1{,}7 \cdot 10^{-22}\ n^{4/3}$	$3 \cdot 10^{15} \div 2 \cdot 10^{16}$
3652,3	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$	—	$\frac{I_{4P_{1/2}-5F}}{I_{4P_{1/2}-6D}}$	$1{,}7 \cdot 10^{-21}\ n^{4/3}$	$2 \cdot 10^{14} \div 1{,}5 \cdot 10^{15}$

Для измерения концентрации заряженных частиц по интенсивности запрещенных линий необходимо знать пределы концентраций, в которых обнаруживаются запрещенные переходы [97]. Экспериментально обнаружить запрещенный переход при фотографическом способе регистрации, если значение относительной интенсивности равно 0,1—0,05, и измерить его с достаточной точностью, по-видимому, еще можно. Это значение можно принять за нижнюю границу интенсивностей запрещенных линий для измерения концентраций заряженных частиц в плазме. Верхняя граница будет определяться значением относительной интенсивности, примерно равным единице. В этом случае ближайшие возмущающие уровни настолько перемешиваются друг с другом, что могут образовать одну спектральную линию (разрешенная и запрещенная вместе) с линейным эффектом Штарка, и понятие запрещенного перехода теряет смысл. Таким образом, зная, в каких пределах находятся значения относительной интенсивности, можно найти пределы концентраций заряженных частиц. Найденные таким образом пределы для каждой пары линий также представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что по одной какой-либо паре линий можно измерять концентрации заряженных частиц в интервале, охватывающем всего один порядок. В целом по всем рассмотренным запрещенным переходам атома меди можно измерять концентрации заряженных частиц в плазме от $\sim 10^{14}$ до $\sim 10^{16}$ $см^{-3}$.

Запрещенные переходы иногда возникают вблизи сильно уширенных линий и расположены на крыльях этих линий [69, 70, 101, 102]. Это является основным недостатком метода, так как экспериментально трудно учесть вклад крыльев разрешенной линии в интенсивность запрещенной линии. Вместо отношения интегральных интенсивностей приходится измерять лишь отношение интенсивностей в максимумах контуров линий. В результате точность метода несколько хуже точности измерения по уширению спектральных линий. Ошибки измерения концентрации заряженных частиц по интенсивности запрещенных переходов обусловлены в основном ошибками теоретических расчетов ($\sim$30—40%) [70, 71, 97] и экспериментального определения интенсивности. Общая погрешность в принципе может составлять $\sim$50%.

4. МЕТОДЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ РЕГИСТРАЦИИ

Наиболее полные сведения о быстропротекающих плазменных процессах дают методы высокоскоростных спектроскопических исследований. Они позволяют определять временной ход параметров плазмы, что важно для понимания протекающих в ней

физических процессов. Имеющиеся в настоящее время методы высокоскоростных спектроскопических исследований удобно подразделить по способу регистрации на фотографические и фотоэлектрические.

Высокоскоростная спектрографическая регистрация

Существуют два способа получения спектров с временным разрешением: спектрохронографирование и кадрированная съемка.

Спектрохронографирование. Сущность спектрохронографирования состоит в осуществлении непрерывной развертки спектра во времени. При этом в направлении ширины фотопленки получается разрешение по длинам волн, а вдоль фотопленки — изменение интенсивности спектра во времени. Непрерывная развертка спектра может быть осуществлена как механическим, так и электрическим путем. Подробное описание способов механической развертки и основанных на них систем можно найти в монографии А. С. Дубовика [8]. Остановимся на простых и наиболее распространенных в лабораторной практике схемах. Для получения временных спектральных фоторазверток довольно широко используется комбинация отечественных стандартных приборов СФР-2М и ИСП-51 [73, 103—107].

Более удобно применение в качестве спектрального прибора специально разработанной приставки СП-78 [105]. Указанная приставка представляет собой коллиматорную часть спектрографа. Она присоединяется к камере СФР-2М, собранной в варианте фоторегистратора. В качестве диспергирующего элемента используется дифракционная решетка. Принципиальная оптическая схема комбинации спектральной приставки СП-78 и СФР-2М показана на рис. 18.

При исследовании плазмы низкой плотности, когда интенсивность излучения плазмы мала и приборы с механической разверткой вследствие малой светосилы становятся непригодными, для высокоскоростной спектральной регистрации с успехом используются ЭОП в сочетании со спектральными приборами. Такие системы позволяют получать развертки спектров, имеющих на порядки меньшую яркость, и достигать значительного временного разрешения ($\sim 10^{-12}$ *сек*). Подробное описание систем с электронно-оптическими преобразователями можно найти в работах [1, 7, 10]. Принцип действия такой системы заключается в следующем. Участок спектра в виде узкой полоски проектируется на фотокатод. Электронное изображение этого участка переносится на флуоресцирующий экран, где получается усиленное оптическое изображение исследуемого участка

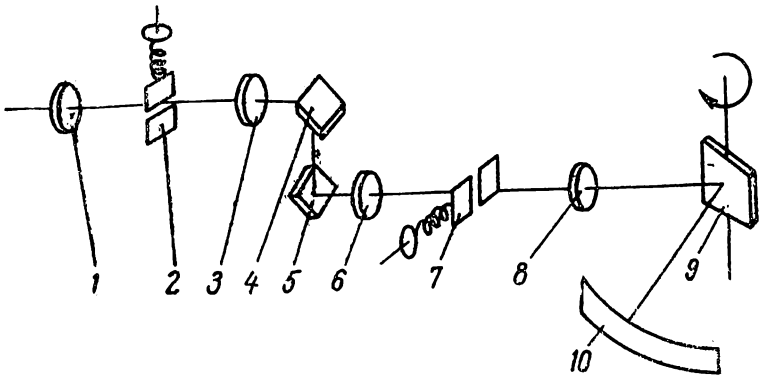


Рис. 18. Принципиальная оптическая схема комбинации спектральной приставки СП-78 и СФР-2М: *1* — конденсор; *2* — спектральная щель; *3* — объектив коллиматора; *4* — зеркало; *5* — дифракционная решетка; *6* — объектив камеры СФР; *7* — временная щель; *8* — оборачивающая система СФР; *9* — вращающееся зеркало; *10* — пленка

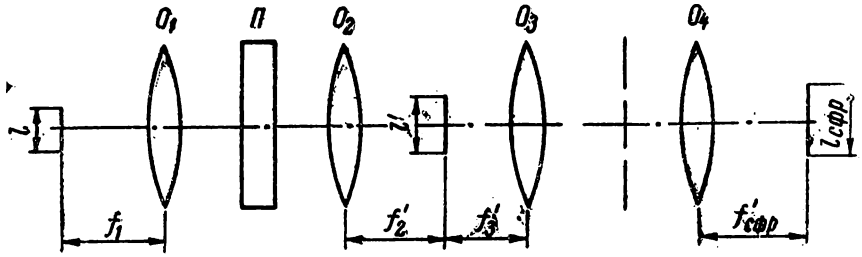


Рис. 19. Принципиальная оптическая схема комбинации спектрального прибора и скоростной камеры СФР-Л: O_1 — объектив коллиматора спектрального прибора; *П* — диспергирующая система; O_2 — объектив камеры спектрального прибора; O_3 — дополнительная оптическая система; O_4 — объектив камеры СФР-Л

спектра. При исследовании объекта с малой яркостью свечения производится несколько таких преобразований. После первого преобразования светового изображения в электронное последнее наложением электрического поля отклоняется в направлении, перпендикулярном к направлению дисперсии спектра. В результате уже на первом флуоресцирующем экране получается изображение развернутого во времени спектра, которое затем усиливается.

Кадрированная съемка спектров. Спектрохронографирование дает возможность исследовать малое пространство объекта, ограниченное пересечением спектральной и временной щелей. В ряде же случаев необходимо знать временное изменение спектра исследуемого объекта по какому-либо его измерению. Такая регистрация спектральной картины может быть осуществлена с помощью киноспектрографа [8]. Для этой цели можно применять быстродействующие затворы, устанавливаемые перед стигматическим спектрографом. Однако в этом случае получается лишь один снимок, относящийся к определенному моменту времени.

Остановимся на описанной в работе [109] высокоскоростной кадрированной съемке спектров при сочетании спектрографа с камерой СФР-2М в варианте лупы времени. Основное требование совместного применения этих приборов таково: необходимо, чтобы регистрируемый спектр изображался на пленке СФР в нужном для работы масштабе и помещался в пределах кадра. Для этого между спектральным прибором и СФР-Л помещается дополнительная оптическая линза O_3 (рис. 19) так, чтобы ее фокус совпадал с фокусом объектива камеры спектрального прибора. Тогда при установке входного объектива СФР-Л O_4 на пленке получаем изображение спектра. Для выбора нужного масштаба в соответствии с размерами кадра следует пользоваться соотношением

$$\frac{l_{\text{СФР}}}{l} = \frac{f_2' f'_{\text{СФР}}}{f_1 f_3}, \qquad (2.12)$$

где $l_{\text{СФР}}$ — максимальный размер кадра на пленке СФР; l — величина изображения исследуемого объекта на входной щели

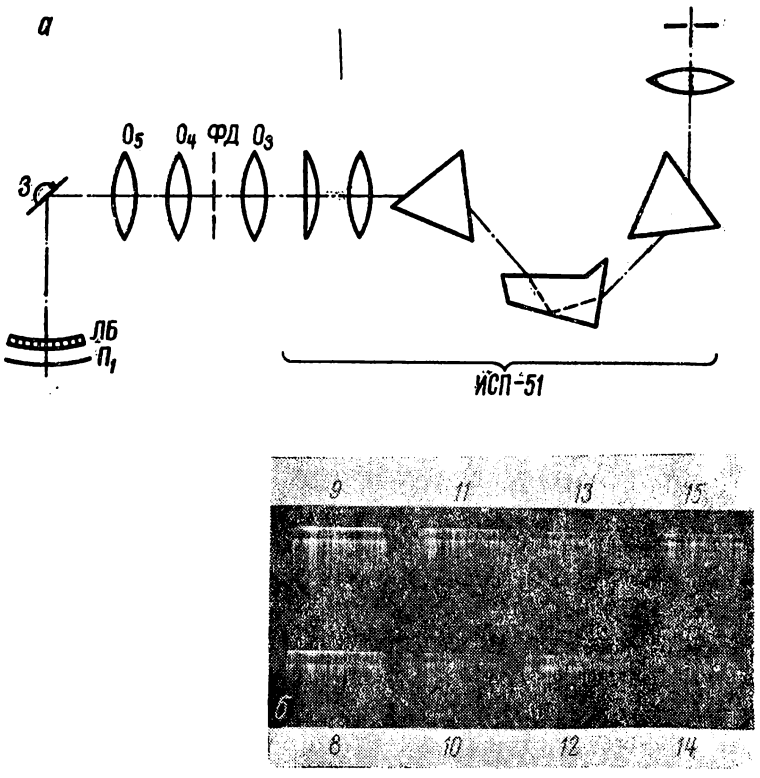


Рис. 20. Оптическая схема комбинации спектрографа ИСП-51 и скоростной камеры СФР-Л (*а*) и типичная киноспектрограмма плазменной струи (частота съемки 125 000 *кадр/сек*) (*б*): $П_1$ — пленка; *ЛБ* — линзовый блок; *З* — вращающееся зеркало; O_3 — дополнительный объектив; *ФД* — фигурная диафрагма; O_4 и O_5 — объективы камеры СФР-Л; *8, 9*...— порядок следования кадров

спектрального прибора; $f'_{СФР}$ — фокусное расстояние сложной оптической системы СФР (приведенное фокусное расстояние); $f_з$ — фокусное расстояние дополнительной оптической системы.

В экспериментах в качестве спектрального прибора при совместном применении с киносъемочной камерой СФР-Л использовался монохроматор УМ-2 (без выходной щели) или спектрограф ИСП-51, а в качестве дополнительной оптической системы — объектив Юпитер-3. Оптическая схема такой комбинации приведена на рис. 20, *а*. Данная установка позволяет производить съемку спектров в видимой области с частотой съемки 2 500 000 *кадр/сек* и увеличением в 1,5 раза (см. рис. 20, *б*).

Первоначально использовался несколько иной вариант комбинации киносъемочной камеры СФР-Л с монохроматором УМ-2 [110]. В этом случае киносъемочная камера настраивалась на бесконечность и ее объектив являлся объективом камерной части киноспектрографа (объектив камерной части монохроматора убирался). Такой вариант в отличие от описанного выше не позволяет производить выбор нужного масштаба спектра.

Особенно большие возможности заключает в себе способ кадрированной съемки спектров при использовании ЭОП в режиме многокадровой регистрации [111, 112].

Рассмотренные методы высокоскоростной спектрографической регистрации обладают тем достоинством, что позволяют регистрировать в одном импульсе широкий участок спектра с достаточно хорошим спектральным разрешением. Это дает возможность получать данные об интенсивности многих спектральных линий, их ширине, форме контура. К некоторым недостаткам фотографического метода следует отнести неудобства, связанные со сложной обработкой спектрограмм.

Высокоскоростная спектральная фотоэлектрическая регистрация

Для получения временного изменения интенсивностей отдельных спектральных линий широко используется фотоэлектрический метод регистрации. Он заключается в выделении монохроматором интегрального по лучу зрения свечения отдельной спектральной линии и регистрации с помощью ФЭУ и осциллографа. Основные преимущества этого метода регистрации перед фотографическим с механической разверткой состоят в значительно большей чувствительности, лучшем разрешении во времени и удобстве синхронизации с импульсным разрядом. Так как выходной сигнал ФЭУ линейно зависит от интенсивности падающего на него излучения, то переход от величины сигналов к значениям интенсивности осуществляется значи-

тельно проще, чем при фотографической регистрации. К недостаткам фотоэлектрического метода регистрации следует отнести невозможность охватить широкий интервал длин волн в одном эксперименте и получить пространственное распределение измеряемого параметра. Правда, для одновременного измерения нескольких линий или спектральных интервалов иногда применяют несколько фотоумножителей, но это усложняет регистрационную систему. Фотоэлектрический метод удобно применять при хорошей воспроизводимости процесса от разряда к разряду. В этом случае можно получить и пространственное распределение, регистрируя последовательно отдельные зоны исследуемого объекта [113].

5. ТЕХНИКА ПОЛУЧЕНИЯ РАЗРЕШЕННЫХ ВО ВРЕМЕНИ КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ С ПОМОЩЬЮ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ

Как известно, исследование контуров спектральных линий дает возможность в каждом конкретном случае определять различные параметры плазмы. Поэтому в спектроскопических методах диагностики плазмы разработке способов получения разрешенных во времени контуров уделяется значительное внимание.

Способ поочередной регистрации отдельных участков линии [*114*]. Состоит в ступенчатом, последовательном сканировании линии с помощью монохроматора в направлении дисперсии при многократности процесса. Может быть применен лишь в случае идеальной воспроизводимости плазменных процессов в отдельных импульсах.

Способ одновременной регистрации отдельных участков линии. Для измерения ширины линии за один разряд можно использовать несколько фотоумножителей, регистрирующих излучение в различных интервалах длин, выделенных на ширине линии. Однако это требует создания прецизионной системы, состоящей из ряда близко расположенных входных щелей и небольших отклоняющих зеркал. Способ может быть применен при достаточно широкой спектральной линии и спектрометре с большой дисперсией. Вместо зеркально-щелевой системы может быть использован многослойный светопровод из волоконной оптики [10]. В этом случае каждый из фотоумножителей регистрирует излучение в спектральном интервале, приходящемся на участок шириной в диаметр стекловолокна. Таким способом можно получать контуры линий для любого момента времени с относительно высокой точностью. Недостатком является некоторая громоздкость прибора.

Способ одновременной регистрации всей линии и ее центра [*15, 115*]. Принцип этого способа сводится к следующему. От-

ношение площади контура спектральной линии, близкого к гауссовскому, к его максимальной ординате дает с точностью до постоянной ширину линии. Отсюда, зная в каждый момент времени отношение интегральной интенсивности всей линии к интенсивности ее центральной части, можно получить относительные изменения во времени ширины спектральной линии. Этот способ может быть осуществлен с помощью зеркальной щели, которая пропускает свет от узкой части линии вблизи ее максимума на один фотоумножитель, а весь свет от оставшейся части отражает на второй [15].

В работе [115] описан прибор-приставка к спектрографу ИСП-51, который позволяет определять изменение ширины линии и относительных интенсивностей двух линий во времени. Схема прибора-приставки показана на рис. 21. Свет, прошедший через полупрозрачное зеркало *2*, линзой *1* (объективом «Юпитер-3») фокусируется на щель *3*, а отраженный от него — на щель *3*. Вывод щелей в фокальную плоскость осуществляется с помощью кареток. Ограничение спектральных линий по высоте производится диафрагмами *4* типа «Ласточкин хвост». Поворотом полупрозрачного зеркала *2* и перемещением каретки со щелью можно получать либо изображение одной и той же спектральной линии на обеих щелях, либо изображение двух различных линий в зависимости от измеряемого параметра. При измерениях ширины спектральной линии одна из щелей делается широкой (0—4 *мм*), чтобы на ФЭУ попадал свет от всей линии, другая щель — узкой (0—0,4 *мм*) для выделения света только от центральной части линии. При измерении интенсивностей двух линий ширина щелей одинакова.

Способ сканирования линии с помощью изменения толщины эталона Фабри—Перо [*10, 15, 116*]. При изменении расстояния между зеркалами эталона во времени изменяется и радиус интерференционного кольца, соответствующего определенной спектральной линии. Следовательно, фотоэлектрический регистратор, на котором сфокусирован узкий участок кольца, будет последовательно фиксировать интенсивности излучения линии в ее отдельных спектральных интервалах. Другими словами, на осциллографе будет зарегистрирован контур спектральной линии. Необходимо только чтобы полная длительность развертки была меньше характерного времени изменения формы регистрируемой линии. Для изменения расстояния между зеркалами эталона используются пьезоэлектрические свойства титаната бария, из которого изготавливается прокладка, помещаемая между зеркалами [116]. Минимальное время развертки такого прибора определяется собственной механической частотой титаната бария и имеет порядок 10^{-5} *сек*.

Способ сканирования линии с помощью зеркальной развертки [*1, 117*]. При изучении профиля линии сравнительно

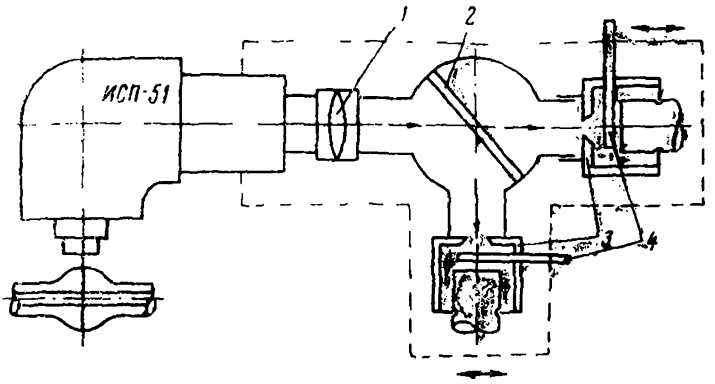


Рис. 21. Схема прибора-приставки: *1* — линза; *2* — полупрозрачное зеркало; *3* — щели; *4* — диафрагмы

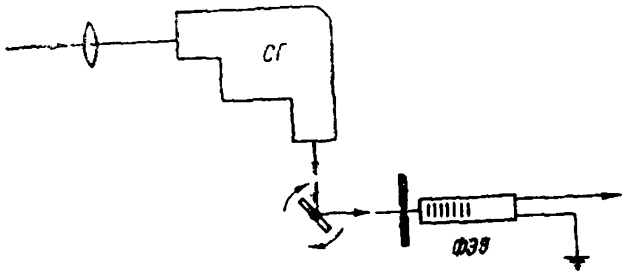


Рис. 22. Схема развертки контура линии во времени: *СГ* — спектрограф; *ФЭУ* — фотоэлектронный умножитель

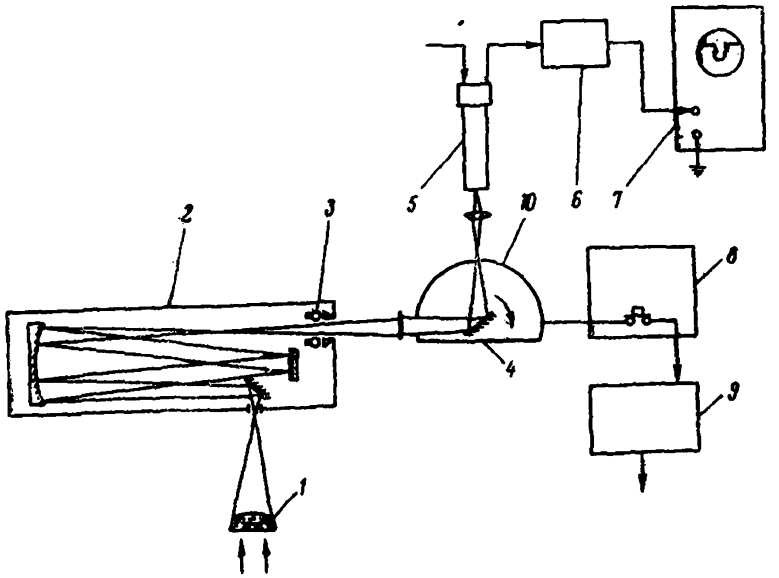


Рис. 23. Схема установки, описанной в работе [114]: *1* — объектив $F=150$ *см*); *2* — спектрограф ДФС-13; *3* — вспомогательные источники света; *4* — скоростной фоторегистратор СФР-2М; *5* — фотоумножитель; *6* — катодный повторитель; *7* — осциллограф; *8* — пульт управления СФР; *9* — блок задержки запуска генераторов; *10* — выходная щель

широко применяется способ зеркального сканирования [1, 117, 118]. Обычно такая система состоит из спектрографа, на выходе которого монтируется вращающееся зеркало (рис. 22). Далее луч света попадает на фотоумножитель через щель, ширина которой должна быть намного меньше, чем изображение в плоскости фотокатода умножителя.

В работе [117] описана установка для скоростной записи контуров спектральных линий на основе дифракционного спектрографа ДФС-13. Участок спектра, полученный в фокальной плоскости спектрографа, с помощью объектива и зеркала скоростного фоторегистратора СФР-2М проектировался на входную щель, укрепленную на крышке СФР (рис. 23). Фокусировка изображения спектральных линий на выходной щели производилась с помощью микроскопа.

Применение в установке фотоумножителя ФЭУ-64 с малым уровнем шумов позволило наблюдать контуры довольно слабых линий и уверенно измерять их полуширину. Оценки искажения контура за счет регистрирующей системы показали, что для линий с полушириной $\gamma/2 \geqslant 0{,}32$ Å уширение контура при скорости развертки $v=0{,}11$ Å/*мксек* не превышает 4%.

Для синхронизации работы спектрометра с разрядом использовался сигнал от магнитного датчика числа оборотов зеркала. Пуск системы осуществлялся с помощью пульта управления СФР. При этом сигнал датчика, возникающий при определенном положении зеркала, подавался на блок задержки, с которого шли сигналы на включение разряда. Осциллограф работал в ждущем режиме и запускался сигналом от вспомогательного источника. Запись контуров отдельных линий производилась за время не более 10 *мксек*. Поворотом датчика или изменением задержки запуска разряда можно было менять момент записи контура относительно начала разряда. Спектрометр был применен для измерения температуры газа по допплеровскому уширению спектральных линий, излучаемых импульсным высокочастотным разрядом в магнитном поле [119].

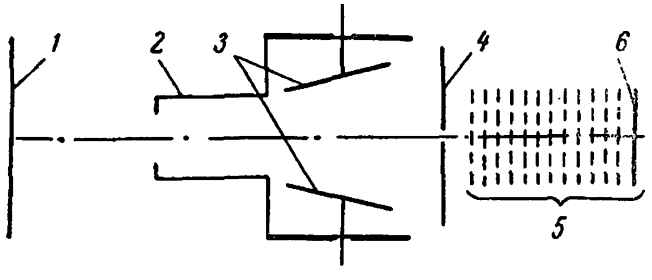


Рис. 24. Принципиальная схема «двойного преобразователя»: *1* — фотокатод; *2* — анод ЭОП; *3* — отклоняющие пластины; *4* — регистрирующая щель; *5* — динодная система ЭУ; *6* — коллектор

Проведенные измерения показали, что описанная система, состоящая из спектрографа с большой дисперсией и скоростного фоторегистратора, позволяет записывать контуры спектральных линий в импульсном разряде и дает хорошее разрешение по спектру. Эта же система может быть использована для записи контура в разные моменты времени за один импульс, если заменить плоское зеркало СФР многогранным.

Способ сканирования линии с помощью магнитной развертки [*7, 10, 120, 121*]. В работах [120, 121] для фотоэлектрической регистрации контура линии было предложено использовать комбинацию электронно-оптического преобразователя (ЭОП) и электронного умножителя (ЭУ). Такая специальная двухкаскадная система получила название двойного преобразователя. Двойной преобразователь состоит из фотокатода (рис. 24), фокусирующего электрода, пары отклоняющих пластин и динодной системы электронного умножителя. Между анодом ЭОП и первым динодом ЭУ расположена регистрирующая щель. Изображение линии фокусируется на фотокатод первого каскада, затем ее электронное изображение с помощью электростатической линзы переносится на второй каскад преобразователя, усиливается и переносится на экран со щелью, за которой располагается ЭУ. Второй каскад имеет отклоняющие пластины, перемещающие электронное изображение спектральной линии поперек щели. Время записи развертки контура в двойном преобразователе может быть меньше микросекунды.

Глава III ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В УСЛОВИЯХ ИСТЕЧЕНИЯ С НЕДОРАСШИРЕНИЕМ

Возможность создания высокой концентрации энергии с помощью импульсного конденсированного разряда, приводящей к резкому увеличению давления в ограниченном разрядном объеме, позволяет получать сверхзвуковые плазменные струи даже при атмосферном давлении. Имеющиеся литературные данные по изучению картины течения в сверхзвуковых струях в условиях истечения с недорасширением относятся в основном к стационарным газовым струям [1—9] и в меньшей мере к плазменным [10—12]. Что касается импульсных недорасширенных сверхзвуковых плазменных струй, обладающих рядом особенностей, то данные почти отсутствуют. Ниже будут описаны эксперименты по получению таких плазменных струй с помощью импульсного разряда и исследованию их свойств.

1. НАИБОЛЕЕ ХАРАКТЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И СВОЙСТВА СВЕРХЗВУКОВЫХ ГАЗОВЫХ СТРУЙ

Картина течения в сверхзвуковой газовой струе [8, 9]. Вытекающая из сопла струя является сверхзвуковой, если отношение внешнего давления к давлению в ресивере меньше определенного критического значения. В сверхзвуковых струях образуются волны разрежения и сжатия, сопровождающиеся ударными волнами. При определенных условиях эти волны многократно повторяются по мере удаления струи от сопла. Они являются одной из наиболее характерных особенностей сверхзвуковой струи. Расчет картины течения в осесимметричной сверхзвуковой газовой струе в неподвижной окружающей среде был произведен Зауэром [8] с помощью метода характеристик. В настоящее время методом характеристик с применением электронно-вычислительных машин выполнен ряд расчетов картины течения в более точной постановке задачи [13—15].

Следует различать два случая в зависимости от того, является ли давление в окружающей среде p_2 большим или меньшим по сравнению с давлением в выходном сечении сопла p_1. Если давление $p_2<p_1$, то при истечении из сопла сверхзвуковой струи на его выходной кромке образуется пучок волн разрежения (рис. 25, *а*). Эти волны взаимно пересекаются и отражаются от противоположных границ струи в виде волн сжатия. Волны сжатия в свою очередь также пересекаются друг с другом и отражаются от противоположных границ струи в виде волн разрежения и т. д. Струя имеет почти периодическую структуру, т. е. состоит из чередующихся участков расширения и сжатия (каплевидная конфигурация). Такая картина наблюдается, когда разность давлений p_1 и p_2 невелика, т. е. струя на выходе из сопла является параллельной. Если же разность давлений p_1 и p_2 велика, то ее волновая структура усложняется. В струе может возникнуть ударная волна, даже если в этом случае на кромке сопла образуются сначала волны разрежения. Причина этого состоит в том, что при истечении струи из сопла ее давление падает в результате расширения потока и образования волн разрежения. Благодаря этому давление в струе после прохождения волн разрежения может стать меньше, чем p_2. Таким образом, чтобы удовлетворилось граничное условие, должна возникнуть ударная волна, в которой давление повысилось бы до величины p_2. Рассмотренный случай ($p_2<p_1$) обычно называют истечением с избыточным

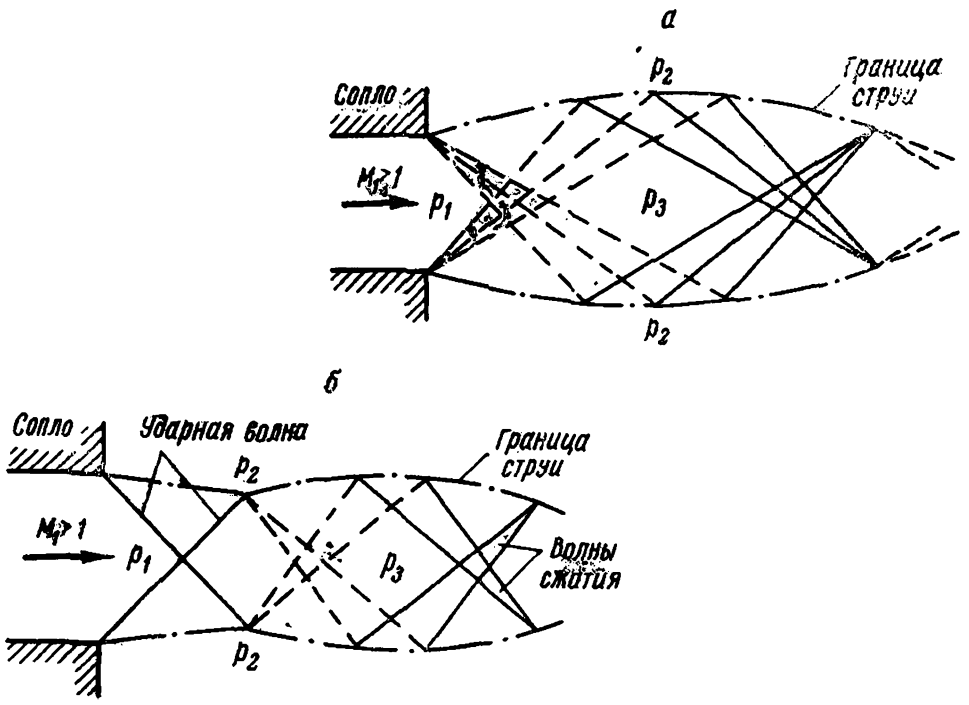


Рис. 25. Схема сверхзвуковой струи в неподвижной среде: *а* — случай недорасширения: $p_1>p_2$; *б* — случай перерасширения: $p_1<p_2$

давлением или иногда истечением с неполным расширением (недорасширением).

В случае, если давление во внешней среде p_2 больше давления p_1 на выходе из сопла, то на кромке сопла образуются косые скачки уплотнения (рис. 25, *б*). На границах струи они отражаются в виде пучка волн разрежения. Опять-таки, если разность давлений p_2 и p_1 невелика, то в струе наблюдается периодическая структура. Этот случай называется истечением в среду с противодавлением. Некоторые авторы называют его истечением с перерасширением.

Основные параметры осесимметричных сверхзвуковых газовых струй. Эмден впервые систематически исследовал осесимметричную сверхзвуковую газовую струю [3]. Им выведена эмпирическая формула для длины волны L периодической структуры сверхзвуковой струи в неподвижной окружающей среде

$$L = 0{,}89d\sqrt{\frac{p - 1{,}9p_2}{p_2}}, \tag{3.1}$$

где d — диаметр сопла, p — давление в ресивере, p_2 — давление в окружающей среде.

Согласно теории, разработанной Прандтлем [4], длина волны этой периодической структуры

$$L = 2{,}613\, r\sqrt{M^2 - 1}, \tag{3.2}$$

где r — радиус сопла, M — число Маха. Рэлеем [5] было математически доказано, что наибольшее утолщение такой струи происходит в том месте, где давление на оси достигает наименьшего значения.

Одним из существенных параметров сверхзвуковой струи, истекающей из сопла в режиме недорасширения при большом значении разности давлений p_1 и p_2, является расстояние от плоскости среза сопла до центрального скачка уплотнения. Этому вопросу посвящен ряд экспериментальных работ [16—18]. Льюисом и Карлсоном [17] эмпирическим путем было определено это расстояние как для чисто газовой, так и для струи газа с твердыми частицами. Они обнаружили, что при увеличении содержания частиц в струе газа центральный скачок приближается к плоскости среза сопла.

Расстояние до центрального скачка уплотнения в чисто газовой струе, согласно [17], выражается следующим образом:

$$l = 0{,}69\, dM\left(\frac{\gamma p_1}{p_2}\right)^{1/2}, \tag{3.3}$$

где l — расстояние до центрального скачка уплотнения в чисто газовой струе, d — диаметр сопла, p_1 — давление на сре-

зе сопла, p_2 — давление в окружающей среде, γ — отношение удельных теплоемкостей, M — число Маха на срезе сопла.

В работе [18] были проведены исследования по определению расстояния до центрального скачка уплотнения при использовании в качестве рабочего газа гелия, азота, углекислого газа и других. В результате было показано, что положение центрального скачка нечувствительно к отношению удельных теплоемкостей γ, конденсации, геометрии кромки сопла и величине абсолютного давления. Расстояние до центрального скачка уплотнения, согласно этой работе [18], определяется уравнением

$$l \simeq 0{,}42\, d \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/2} \tag{3.4}$$

В этой же работе выведено приближенное выражение, позволяющее определять распределение чисел Маха вдоль струи:

$$\frac{l}{d} \simeq \left[\frac{\gamma+1}{4{,}8\gamma}\left(\frac{\gamma-1}{2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}\right]^{1/2} M^{1/(\gamma-1)}. \tag{3.5}$$

2. ОБЗОР РАБОТ ПО ПОЛУЧЕНИЮ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Как уже отмечалось, возможность получения высокой концентрации энергии с помощью импульсного конденсированного разряда, приводящей к резкому увеличению давления в ограниченном разрядном объеме, позволяет получать эрозионные плазменные струи. Это свойство импульсного разряда было использовано нами для получения недорасширенных сверхзвуковых плазменных струй [19, 20]. До этого были известны отдельные исследования импульсного разряда при атмосферном давлении, в которых попутно получались эрозионные плазменные струи. Однако специального систематического изучения свойств таких плазменных струй не проводилось.

А. А. Бабушкин получал плазменные струи, истекающие в воздух при атмосферном давлении, проводя эксперименты по исследованию импульсного капиллярного разряда [21]. В этой работе делается указание на гидродинамический характер истечения образующейся плазмы. Однако дается неправильное толкование наблюдающейся картины течения.

С. Л. Мандельштам и С. М. Райский [22] также получали плазменные струи, истекающие в воздух при атмосферном давлении. Разряд производился в ограниченном объеме между стержневыми электродами, расположенными под углом, аналогично тому, как это было сделано Н. Н. Соболевым в открытом объеме в опытах по выделению факела импульсного разряда [23]. Эксперимент проводился с целью изучения эро-

зионного действия факелов, а механизм образования струй и их свойства не изучались.

И. В. Подмошенским с сотрудниками были проведены исследования мощного импульсного капиллярного разряда при атмосферном давлении [24]. Разряд производился через отверстие в пластине текстолита. Вследствие реализующихся при разряде плотностей тока порядка 10^5 *а/см*^{2} происходит бурное испарение материала внутренних стенок капилляра, сопровождающееся двухсторонним истечением струй плазмы. Измеренное крешерным методом давление в капилляре оказалось равным 500 *атм*. С целью создания высокотемпературного импульсного источника света были проведены спектроскопические исследования образующейся плазмы. Отбор излучения производился из отверстия по направлению оси разряда. Излучение оказалось подобным излучению абсолютно черного тела при температуре $\sim$ 40 000 °К. В результате был создан эталонный источник света ЭВ-39 (ЭВ-45), получивший широкое распространение в научных исследованиях. Несколько позже в работе [25] были проведены исследования самих плазменных струй, истекающих из открытых концов текстолитового капилляра, с целью выяснения их свойств и возможных влияний на излучение капилляра. На оси струи на расстоянии $\sim$25 *мм* от торца капилляра и на переднем фронте были обнаружены скачки уплотнения. Следует заметить, что наличие скачка уплотнения в плазменной струе указывает на ее сверхзвуковое истечение. В этой работе авторы отмечают, что мощный капиллярный разряд можно рассматривать как разновидность импульсного плазмотрона, позволяющего получать высокотемпературную плазменную струю большой скорости.

Большой комплекс проведенных исследований [26] показал, что капиллярный разряд с испаряющейся стенкой (КРИС) почти полностью устраняет пространственно-временную неоднородность плазмы, которая является основной трудностью любых измерений при высоких температурах и особенно при высоких давлениях, и позволяет получать на достаточно длительное время квазистационарную однородную высокотемпературную плазму заданного химического состава в широком диапазоне температур и давлений, пригодную для ее количественного изучения. Существенно, что температура, давление и химический состав плазмы КРИС определяются величиной тока разряда, геометрией и материалом капилляра и путем изменения этих параметров могут варьироваться в широких пределах. При помощи КРИС получена и исследована плазма в интервале температур 10 000—200 000 °К, давлений $1{,}0 \cdot 10^5$—$5 \cdot 10^7$ *н/м*^{2} и концентраций электронов 10^{17}—10^{20} *см*$^{-3}$.

Е. И. Воронцовым [27] проводились исследования локализованного шайбой импульсного разряда в связи с изучением возможности применения его в спектральном анализе. Локализация разряда приводит к повышению давления в области, ограниченной шайбой. В результате получается резко выраженное струйное истечение, которое в интерпретации автора получило неверное истолкование.

Заслуживают внимания работы по локализованному импульсному разряду, выполненные В. Гермохом и другими чехословацкими исследователями [28, 29]. Эти работы дают правильное объяснение наблюдаемой картины течения в образующихся эрозионных сверхзвуковых плазменных струях.

Большое внимание было уделено исследованиям по столкновению и ударному торможению эрозионных сверхзвуковых плазменных струй локализованных сильноточных импульсных разрядов Л. И. Киселевским с сотрудниками [30]. В их работах рассмотрено влияние столкновения сверхзвуковых факелов на структурные и спектроскопические характеристики разряда, проведены оптические и спектроскопические исследования зон торможения, а также исследования по эрозионному действию сверхзвуковых плазменных струй на различные материалы.

Изучение спектроскопических свойств плазменной струи импульсного разряда при атмосферном давлении проводилось в работе [31]. Однако трудно делать какие-либо суждения о структуре струи импульсного колебательного разряда на основании интегральных во времени спектров.

Известна работа по исследованию плазменных струй при атмосферном давлении, создаваемых мощным импульсным разрядом в коаксиале с короткими электродами [32]. Такая система позволяет формировать с помощью плазменных струй направленные ударные волны со скоростью $9 \cdot 10^5$ *см/сек*. Давление во фронте такой ударной волны достигает 1000 *атм*, а температура 14 000 °К.

3. ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД КАК ИСТОЧНИК ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ

Основой работы различного рода генераторов плазмы является импульсный конденсированный разряд. При этом в ряде случаев их работа определяется процессами на электродах, с которыми связана природа плазмообразования. Однако эти процессы настолько сложны, что, несмотря на многочисленные исследования, посвященные этому вопросу, в настоящее время нет достаточных сведений, чтобы составить полную картину о процессах, протекающих на электродах и в прилегающих к ним областях. Учитывая сказанное, рассмотрим

основные закономерности импульсного разряда как источника эрозионной плазмы.

Тепловой механизм разрушения электродов. Теоретически и экспериментально установлено, что разрушение электродов при электрическом конденсированном разряде (электрическая эрозия) имеет тепловую природу (см., например, [33—35]). В месте контакта токопроводящего канала с поверхностью электродов в результате бомбардировки заряженными частицами и в результате выделения джоулева тепла тока *, текущего в металле, происходит выделение больших количеств тепла.

Тепловой механизм разрушения исходит из того, что основные энергетические затраты при разрушении электродов связаны с испарением. При этом все основные характеристики процесса разрушения могут быть определены из решения задачи теплопроводности с учетом зависимости скорости испарения от температуры [37].

Характер разрушения электродов зависит от концентрации выделяющейся на них энергии. В импульсном разряде он различен для катода и анода, что связано в конечном итоге с разными значениями тепловых потоков и различным механизмом передачи энергии. Поэтому, чтобы судить о характере процессов эрозии, прежде всего нужно иметь данные о тепловых потоках, реализующихся на электродах. Для этого необходимы точные знания катодного и анодного падений, а также плотности тока на катоде и аноде либо концентраций заряженных частиц в областях приэлектродных падений. Плотность тока в катодных пятнах, например, колеблется, по данным различных авторов, от 10^4 до 10^7 *а/см*^{2} [35, 38]. Значительное расхождение связано с произволом в выборе истинных размеров катодного пятна. Однако в последнее время большинством исследователей признается наиболее достоверной величина 10^6—10^7 *а/см*^{2} [39, 40]. Исходя из знания общего тока разряда и эффективной площади поражения электродов, в работе [41] были произведены оценки эффективных тепловых потоков. Тепловой поток на катод составил $\sim 9 \cdot 10^6$ *вт/см*^{2}, а на анод $2 \cdot 10^7$ *вт/см*^{2}. При этом катодное падение напряжения принималось равным 20 *в*, а анодное — 10 *в*. [35]. Тепловой поток на анод несколько выше, чем на катод. Это связано с тем, что эффективная площадь поражения анода меньше, чем катода. Однако если учесть, что пораженная поверхность катода в отличие от анода состоит из большого количества микропятен ($r \sim 3 \cdot 10^{-3}$ *см*), то тепловой поток на микропятно будет большим. Он составляет $\sim 10^8$ *вт/см*^{2}.

* Доля джоулева тепла, как показано в работе [36], значительна лишь при плотностях тока выше 10^7 *а/см*^{2}.

Из оценок видно, что на электродах сильноточного импульсного разряда реализуются относительно большие плотности энергии. При таких тепловых потоках, вероятно, затраты на обычное испарение уже не успевают поглощать всей подводимой к электродам энергии. В результате поверхность начинает перегреваться и может наступить взрывообразный процесс испарения [30, 33, 42—46]. Этот процесс носит дискретный характер и сопровождается выбросом отдельных сгустков плазмы. Выбросы происходят многократно и следуют один за другим через интервалы времени порядка долей микросекунды. Каждому такому выбросу естественно сопоставить след-лунку на электроде [39, 46]. Эрозионное пятно в целом, оставленное на электроде после разряда, состоит из большого числа отдельных следов-лунок [28, 47, 48]. Множественность следов некоторые авторы объясняют дискретной структурой разрядного канала [28, 48]. Одни считают, что разрядный канал состоит из одновременно существующих тонких проводящих нитей. В месте контакта каждой нити с поверхностью электрода образуется след-лунка. Другие считают, что разрядный канал состоит из одной нити, которая мигрирует по поверхности электрода [43]. Третьи указывают, что разрядный канал при большой силе тока дробится и одновременно существует несколько токопроводящих каналов, а при малой силе тока — один канал, который перемещается по поверхности электродов [44—46]. Представляется наиболее правдоподобной причиной множественности следов на электроде миграция канала (каналов) по электродам, обусловленная взрывообразным процессом испарения [43—46]. Однако это не означает, что взрывообразный процесс испарения не может происходить последовательно в одном микропятне. Подтверждением этого является наблюдаемая иногда слоистая структура отдельных пятен [49], а также прерывистый характер истечения в случае локализованного разряда [28, 29].

Следовательно, в любом случае каждый отдельный выброс плазменного сгустка есть результат элементарного акта электрической эрозии. Такие отдельные плазменные сгустки в общей своей массе и составляют электродные факелы.

Электродные факелы. Основные закономерности распространения электродных факелов — большая скорость движения, направленность, связь с режимом разрядного контура — были отмечены еще в работах Феддорсена (1861 г.), который впервые осуществил развертку факела [50]. С. М. Райским [51] было установлено, что скорость факелов для различных элементов при их одновременном присутствии в электроде одинакова. Этим самым была впервые высказана гипотеза о гидродинамическом характере выброса факелов.

Фоторазвертки факелов имеют прерывистую структуру. Она обнаруживалась многими исследователями [29, 46, 52, 53]. Прерывистая структура связана с процессами на электродах и является результатом дискретного характера поступления вещества электродов [29, 42, 43, 46]. Образующиеся электродные факелы истекают со сверхзвуковой скоростью, которая в зависимости от параметров разряда составляет $10^5 \div 10^6$ *см/сек* [29, 46, 53]. Скорость изменяется в соответствии с изменением тока в разряде и обратно пропорциональна атомному весу металла [46]. При этом у основания истекающих факелов обнаруживается темное пространство [46, 54, 55]. Существует две точки зрения на природу темного пространства. Первая состоит в том, что темное пространство имеет ту же самую природу, как и в тлеющем разряде, и связано с длиной свободного пробега электронов [46, 54]. Другая точка зрения исходит из того, что темное пространство является результатом сверхзвукового истечения образующихся факелов в условиях недорасширения [19, 29, 55]. Эта точка зрения была высказана на основании исследований локализованного импульсного разряда [29] и получила дальнейшее развитие в работах по исследованию сверхзвуковых плазменных струй импульсного генератора и приэлектродных плазмообразований сильноточного импульсного разряда с разделенными факелами [56]. В работе [56] были проведены исследования по выяснению связи величины темного пространства с параметрами разряда в условиях разделения и свободного истечения факелов. Выбор такого разряда обусловлен удобством его для исследования приэлектродных плазмообразований, так как исключается вклад факельной компоненты в эрозию электродов, а также взаимное влияние факелов на картину течения. Исследования проводились с разрядами при расположении электродов, показанном на рис. 26. Разряд носил колебательный характер ($T=200$ *мксек*). Электроды были изготовлены из меди, цинка, алюминия, вольфра-

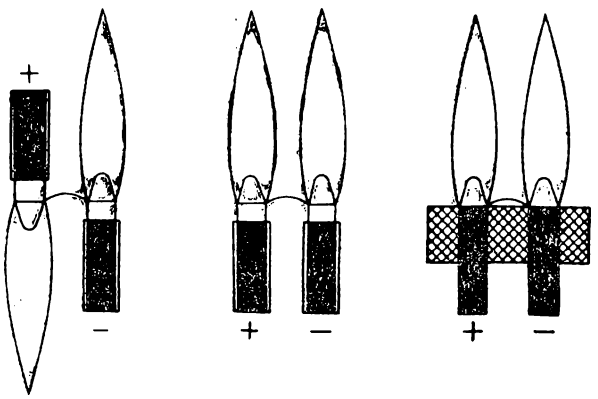


Рис. 26. Схематическое расположение электродов для получения разделенных факелов при импульсном разряде

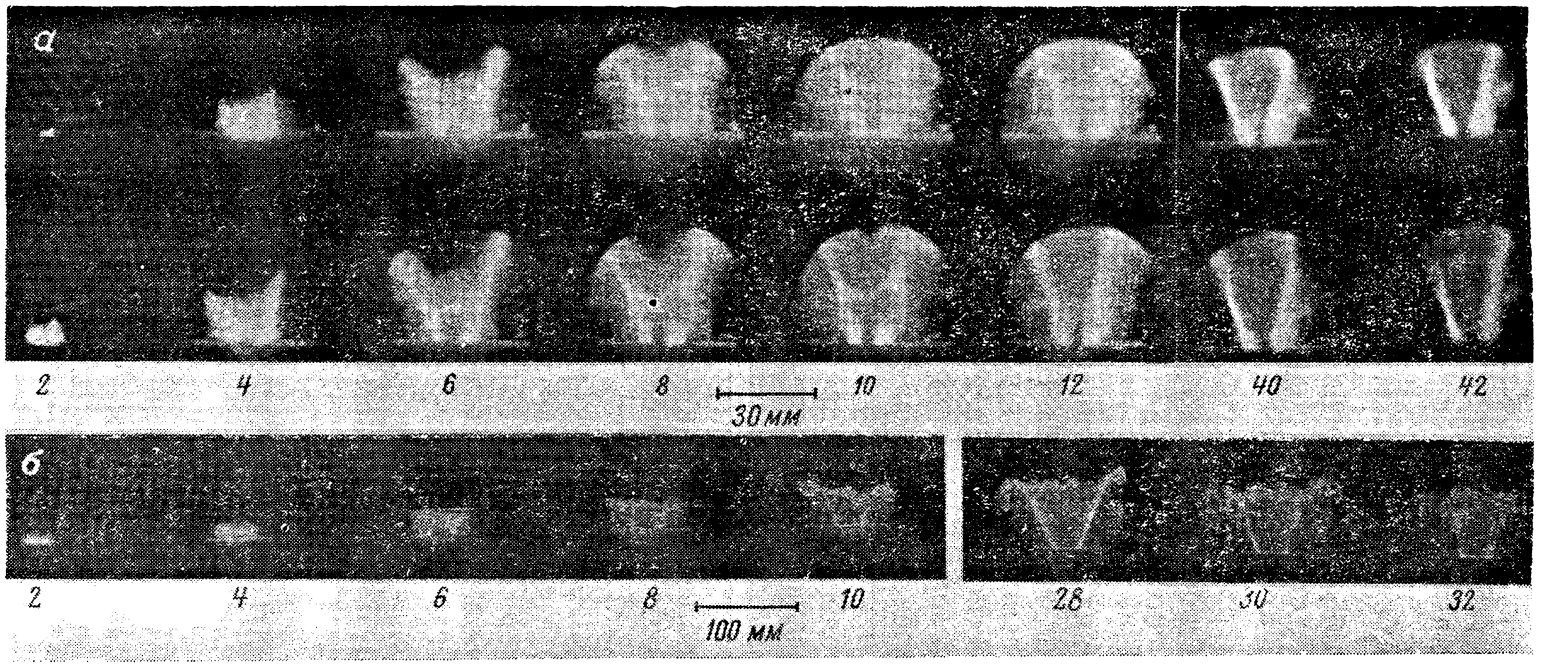


Рис. 27. Кинокадры процесса развития разряда при межэлектродном расстоянии 6 *мм* (*а*) и 20 *мм* (*б*) ($U=3$ *кв*, частота съемки 125 000 *кадр/сек*)

ма и имели цилиндрическую форму. Рабочая поверхность электродов представляла собой плоское сечение. Площадь рабочей поверхности электродов изменялась ($d=3, 6, 10$ *мм*), что позволяло изучать процесс плазмообразования в зависимости от плотности тока при неизменных параметрах разрядного контура. Типичные кинокадры процесса развития разряда во времени (рис. 27) хорошо показывают формирование выбрасываемых перпендикулярно поверхности электродов плазменных факелов. Вследствие электродинамического взаимодействия в зоне контакта плазма — металл они отталкиваются друг от друга. В электродных факелах на некотором расстоянии от электрода наблюдается резко выраженный скачок уплотнения. Удаление его сообразуется с изменением тока разряда. При небольших расстояниях между электродами (~ 6 *мм*) в результате расширения факелов происходит слияние расположенных рядом внешних зон факелов (рис. 27, *а*); формируется общий скачок уплотнения, что хорошо видно на кинокадрах (кадры 6—10) и продольной фоторазвертке межфакельного пространства (рис. 28, *е*). За скачком уплотнения обнаруживается раздельное существование факелов. Как на кинокадрах (рис. 27, *а*), так и на фоторазвертках факелов (рис. 28, *а, б, г*) у самих электродов видно яркое свечение ядра факелов. В этой области, вероятно, вследствие большой яркости не всегда на фоторазвертках хорошо видна прерывистая структура. За областью яркого приэлектродного свечения перед скачком уплотнения наблюдается так называемое темное пространство, особенно хорошо выраженное на фоторазвертках факелов (рис. 28, *а, б, г*). Если исходить из первой точки зрения, то величина темного пространства с ростом энергии разряда должна уменьшаться, так как концентрация электронов возрастает, а длина свободного пробега обратно пропорциональна концентрации электронов. Если же рассматривать темное пространство как результат сверхзвукового истечения плазменных факелов в условиях недорасширения, то его величина, согласно формуле (3.3), с возрастанием энергии разряда должна увеличиваться вследствие роста давления в области контакта плазма — металл.

Экспериментальные значения величины темного пространства (удаления скачка интенсивности свечения) в зависимости от условий и параметров разряда для различных металлов приведены в табл. 3. Удаление измерялось в максимуме первого полупериода. Наблюдаемые изменения величины темного пространства для различных металлов связаны с их теплофизическими свойствами. Из анализа таблицы следует, что величина темного пространства с увеличением плотности энергии (см. также рис. 28, *а, б, г*) возрастает, что согласуется с формулой (3.3). Следовательно, темное пространство имеет гидроди-

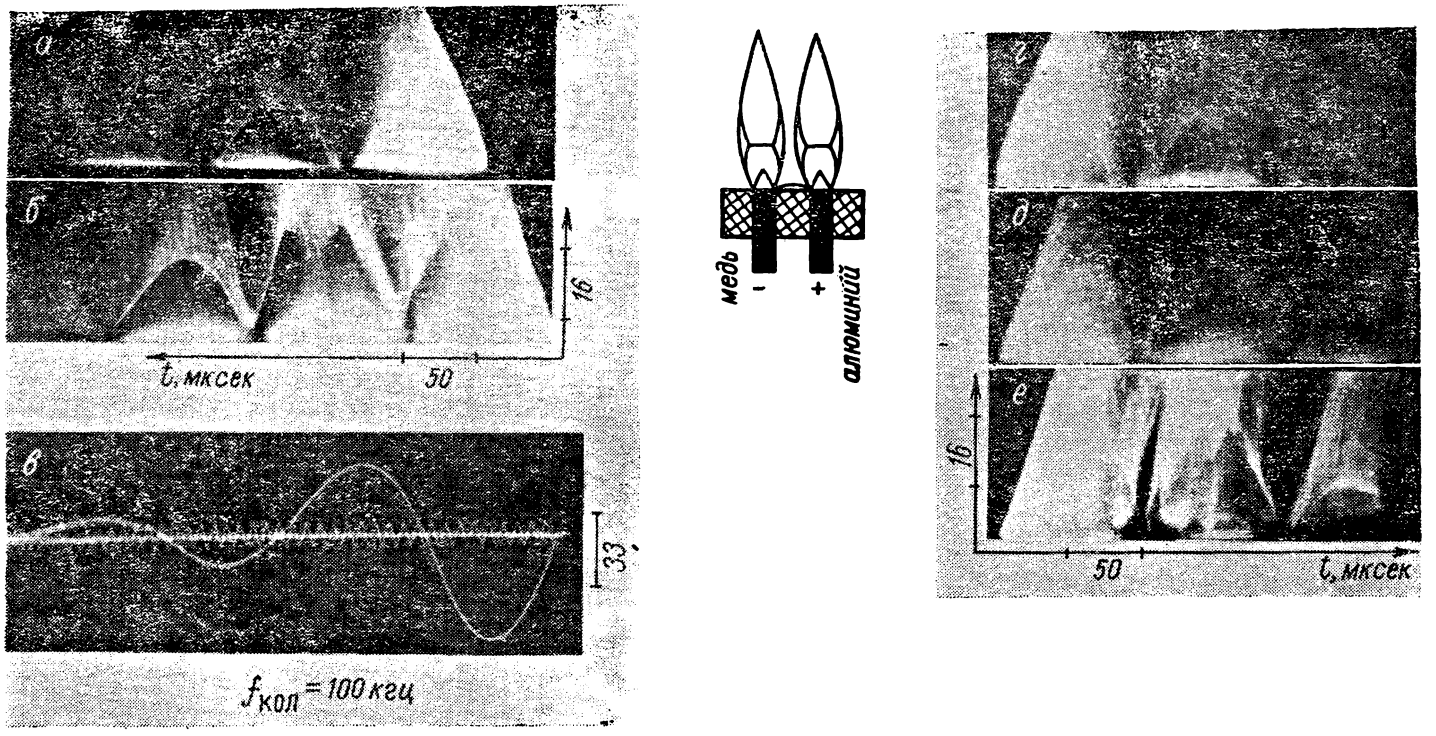


Рис. 28. Временные характеристики импульсного разряда с разделенными факелами (C=600 *мкф*): *а, б, г, д* — фоторазвертки факела (*а*—U=3 *кв*, d=10 *мм*; *б* — 3 и 3; *г* — 3 и 10; *д* — 3 и 6 соответственно); *е* — фоторазвертка межэлектродного пространства (~6 *мм*); *в* — осциллограмма тока разряда

Таблица 3. **Удаление скачка уплотнения в зависимости от условий и параметров разряда для различных металлов**

Диаметр электрода, *мм*	Напряжение, *кв*	Средняя плотность тока, 10^{-4} *а/см²*	Удаление скачка уплотнения, *мм*							
			материал электродов и их полярность							
			Al		Cu		Zn		W	
			+	−	+	−	+	−	+	−
10	1,5	2,5	4,4	3,1	3,1	3,9	13,3	6,3	—	3,1
	2	3,4	7,1	6,3	5,5	7,0	18,8	14,1	6,3	7,8
	3	4,3	9,4	14,1	11,0	14,1	25,1	22,0	11,0	11,0
3	1,5	29	13,3	12,6	18,0	15,7	—	—	—	—
	2	39	20,4	15,7	25,0	22,0	—	—	—	—
	3	49	26,7	23,6	33,0	29,8	—	—	—	—

намическую природу и представляет собой область расширения, образующуюся в результате сверхзвукового истечения плазменного факела в условиях недорасширения. Область резкого повышения интенсивности свечения соответствует скачку уплотнения. Так как электродный факел состоит в общей своей массе из отдельных плазменных сгустков, то общий скачок уплотнения проявляется через скачки в отдельных сгустках. В случае, когда отношение давления в зоне контакта плазма — металл к давлению в окружающей среде не слишком велико, в факеле образуется периодическая структура (рис. 28, *д*).

Таким образом, электродные факелы представляют собой сверхзвуковые струи, истекающие в условиях недорасширения. При разряде в результате взрывообразного испарения и действия магнитных сил в зоне контакта плазма—металл сильно возрастает давление по сравнению с давлением в окружающей среде (атмосферным) *. Образующаяся эрозионная плазма, истекая как бы из сопла с избыточным давлением [9], формируется в плазменную струю, которая в отличие от непрерывной газовой струи не представляет собой однородного образования, а состоит из отдельных плазменных сгустков.

Исходя из представления о струйности истечения в условиях недорасширения, легко объясняется устойчивость плазменных факелов в пространстве и перпендикулярность распространения относительно поверхности электродов при произвольном их расположении относительно канала разряда.

Спектроскопические исследования электродных факелов. В связи с рассмотрением основных закономерностей импуль-

* Согласно формуле (3.3), зная удаление скачка уплотнения и скорость истечения электродного факела, можно оценить среднее давление в зоне контакта плазма — металл. Оно в зависимости от условий и параметров разряда составляет 10—100 *атм* и представляет собой сумму теплового и магнитного давлений.

сного конденсированного разряда как источника эрозионной плазмы важным является вопрос о физическом состоянии вещества, поступающего из электродов и составляющего электродные факелы. Этому вопросу уделялось большое внимание при исследовании импульсного разряда применительно к задачам спектрального анализа [23, 39, 57]. Так, в работе [23] была измерена температура факела вне области канала (6000—10 000 °К) и сделан вывод о термическом характере возбуждения спектра вещества электродов в конденсированном разряде. Было установлено, что канал излучает линии воздуха,

Таблица 4. **Концентрация заряженных частиц ($см^{-3}$) в приэлектродных областях**

Напряжение (C=150 *мкф*), *кв*	Полярность	C II 4267 Å	Cu I 4530 Å
3	Анод	$(6,5\pm2,6)\cdot10^{16}$	$(1,9\pm0,8)\cdot10^{16}$
	Катод	$(5\ \pm2,0)\cdot10^{16}$	$(1,6\pm0,7)\cdot10^{16}$
5	Анод	$(1,3\pm0,5)\cdot10^{17}$	—
	Катод	$(1,2\pm0,5)\cdot10^{17}$	—

а факелы — линии материала электродов. В работе [39] было показано, что в неотделенных от канала факелах температура достигает температуры канала и составляет 30 000—40 000 °К. Однако это не означает, что пары вылетают несветящимися и возбуждаются лишь в канале разряда [39].

С целью изучения природы образования эрозионной плазмы в импульсных разрядах нами были проведены исследования спектроскопических свойств приэлектродных плазмообразований в условиях разделения и свободного истечения факелов [41]. Важно было выяснить также, какое влияние на нагрев факелов оказывают гидродинамические явления, связанные со сверхзвуковым истечением факелов в условиях недорасширения. Исследования производились с апериодическим разрядом длительностью $\sim$350 *мксек*. Максимальный ток разряда составлял $\sim$14 *кв* (U=5 *кв*). Были измерены концентрации заряженных частиц в приэлектродных областях (табл. 4) и температура вдоль факелов. Из таблицы видно, что значения концентраций в прикатодной и прианодной областях в пределах ошибки измерения одинаковы. Наблюдаемое отличие концентраций, измеренных по уширению линий C II и Cu I, связано с пространственно-временной неоднородностью электродных факелов. Изучение кинетики высвечивания этих линий показывает, что линия C II возбуждается в начальный момент времени и, следовательно, концентрации, измеренные по ней, относятся к началу разряда. Линия Cu I 4531 Å обладает значительно меньшим потенциалом возбуждения и высвечивается при бо-

лее низких температурах. Концентрации, измеренные по этой линии, следует относить к периферическим зонам и последующим стадиям разряда.

Измерение температуры производилось по методу относительных интенсивностей. Для измерения температуры электронов в приэлектродных областях можно было воспользоваться линиями NII 4447 и 4631 Å. Температура факелов измерялась по относительной интенсивности линий Cu I 5106 и 5153 Å.

На рис. 29 представлен ход температуры вдоль электродных факелов. Как видно из графика, температура увеличивается с удалением от поверхности электродов как для катодного, так и для анодного факелов. Она достигает максимального значения на расстоянии ~ 3 *мм*. Увеличение температуры в данном случае связано с образованием скачка уплотнения. Действительно, на фоторазвертках скачок уплотнения в среднем находится на таком же удалении. В прикатодной области температура факелов, как правило, несколько выше, что согласуется с измерениями других авторов [58]. Температура, измеренная по относительной интенсивности линий иона азота в приэлектродных областях, составляет $\sim 20\,000$ °K и относится к области перекрытия канала разряда с факелами.

Исходя из величины тепловых потоков, реализующихся на катоде и аноде, согласно работе [59], в которой приведены теоретические расчеты зависимости температуры поверхности различных материалов от плотности тепловых потоков, можно оценить температуру поверхности электродов. При указанных выше потоках она по меньшей мере составляет ~ 5000 °K и значительно превышает температуру кипения, обычно используемую (см., например, [39, 60]) при расчетах. При таких температурах в результате термической ионизации уже в самих электродных пятнах происходит образование эрозионной плазмы, которая истекает в виде струи. Проходя области прикатодого и прианодного падений, струи могут дополнительно подогреваться. Действительно, измеренные температуры в

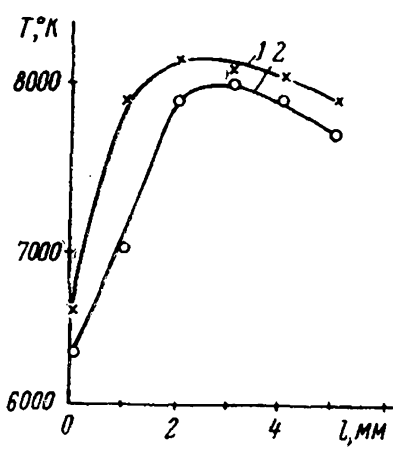


Рис. 29. Ход температуры вдоль электродных факелов ($C=150$ *мкф*, $U=5$ *кв*): *1* — катод; *2* — анод

приэлектродных областях выше и для катода составляют 6600 °К, для анода 6300 °К. В скачке уплотнения температура факелов относительно приэлектродных областей возрастает, но несущественно [29]. Гидродинамические явления, сопровождающие сверхзвуковое истечение факелов в условиях недорасширения, не могут повысить температуру факелов до температуры канала. В отделенных от канала разряда факелах температура всегда ниже, чем в неотделенных. Основной причиной разогрева факелов до высоких температур ($\sim 40\,000$ °К) является, конечно, подогрев их в канале [39]. Однако это не говорит о том, что факелы вылетают несветящимися, а их возбуждение осуществляется лишь в канале разряда. Наличие темного пространства еще не свидетельство того, что факелы имеют низкую температуру и не светятся. Исходя из гидродинамической природы темного пространства, относительно низкая температура паров в этой области может быть объяснена их остыванием вследствие расширения по выходе из лунки.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ИМПУЛЬСНОГО ГЕНЕРАТОРА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Для получения сверхзвуковых плазменных струй в условиях истечения с недорасширением использовано свойство импульсного конденсированного разряда давать резкое увеличение давления в ограниченном объеме. Была выбрана конструкция дугового плазменного генератора как наиболее удобная для получения осесимметричных плазменных струй. В отличие от дугового импульсный плазменный генератор позволяет получать сверхзвуковое истечение эрозионной плазмы без искусственного повышения давления (без газового обдува) в разрядной камере [19, 20].

Описание импульсного плазменного генератора и методики эксперимента

Импульсный плазменный генератор конструктивно представляет собой устройство, аналогичное дуговому плазменному генератору. Он состоит из центрального и кольцевого электродов, которые заключены в разрядную камеру из диэлектрика (рис. 30). Конфигурация разрядной камеры (разрядный объем) имела цилиндрическую или коническую геометрию. Газовый обдув не предусматривался. Схема экспериментальной установки показана на рис. 30. Она включает импульсный плазменный генератор и электрическую цепь разряда. Электрическая цепь состоит из батареи конденсаторов, измерительного безындукционного шунта и соединительных шин.

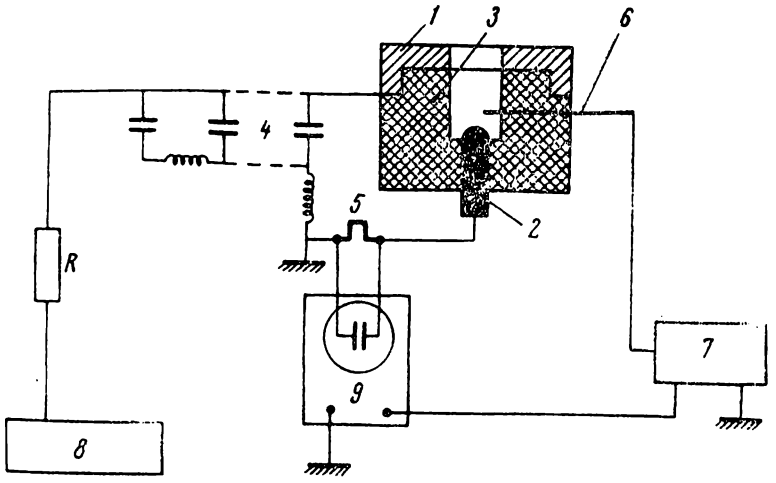


Рис. 30. Схема экспериментальной установки: *1* — кольцевой электрод; *2* — центральный электрод; *3* — разрядная камера; *4* — искусственная линия; *5* — безындукционное сопротивление; *6* — поджигающий электрод; *7* — поджигающее устройство; *8* — выпрямитель; *9* — осциллограф

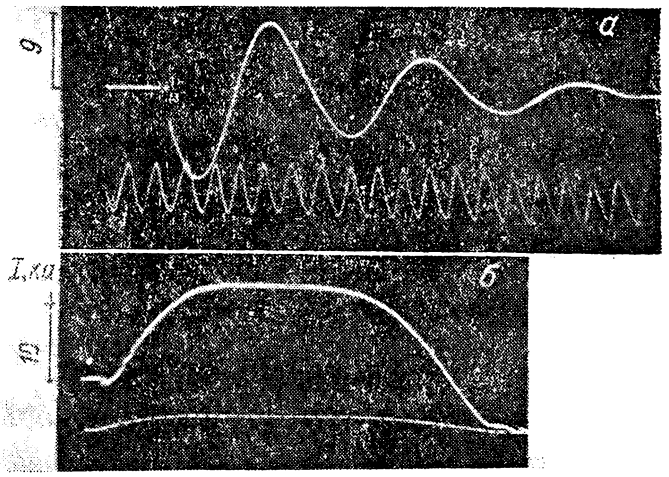


Рис. 31. Типичные осциллограммы тока: *а* — колебательный разряд (U=2,5 *кв*; $f_{кол}$=100 *кгц*); *б* — апериодический (U=3 *кв*; $f_{кол}$=50 *кгц*)

Исследовались два варианта импульсного плазменного генератора: плазменный генератор, питаемый импульсным колебательным разрядом, и плазменный генератор, питаемый от искусственной линии. В случае колебательного разряда батарея состояла из конденсаторов общей емкостью 60 *мкф*, которая могла заряжаться до напряжения 2,5 *кв*. Ток измерялся с помощью безындукционного шунта (R=0,011 *ом*). Типичная осциллограмма тока приведена на рис. 31, *а*. Искусственная линия была собрана на конденсаторах типа ИМ-3-100 и состояла из 6 ячеек (C=100 *мкф*, L=50 *мкгн*). Она позволяла формировать однополярный импульс тока (рис. 31, *б*). Разряд инициировался подачей высоковольтного импульса от пульта управ-

ления СФР на поджигающий электрод. Напряжение измерялось киловольтметром типа С-60.

Исследование плазменной струи проводилось одновременно методом высокоскоростной фоторегистрации и спектроскопически. Скоростная съемка осуществлялась приборами СФР-Л и ЖФР-1. В случае непрерывной фотосъемки щель фоторегистратора располагалась параллельно оси струи, что позволяло фотографировать струю непрерывно в направлении, перпендикулярном ее движению. Покадровая съемка производилась киносъемочной камерой СФР-Л с частотой съемки до 125 тыс. *кадр/сек.*

Спектр испускания плазменной струи в случае колебательного разряда регистрировался киноспектрографом (см. п. 4 гл. II) с частотой съемки 125 тыс. *кадр/сек.* Струя однополярного импульсного плазменного генератора характеризовалась почти не изменяющейся во времени картиной течения. Это позволило проводить спектроскопические исследования без временного разрешения. Спектр испускания такой плазменной струи регистрировался спектрографом ИСП-51 с камерой $F=270$ *мм.* Струя в обоих случаях фокусировалась вдоль щели спектрографа, что позволяло получать спектры по длине струи. Интенсивность излучения плазменной струи за одну вспышку была достаточна для получения нормальных почернений на пластинках «Панхром» 45 ед. ГОСТ при регистрации спектрографом ИСП-51. В некоторых случаях она даже ослаблялась двухкратным нейтральным фильтром. На киноспектрографе применялась пленка типа ДК. Обработка спектрограмм производилась на микрофотометре МФ-2 по общеизвестным правилам фотометрирования. В тех случаях, когда используемые линии были широки, строился контур линии в интенсивностях, который затем графически интегрировался, и интегральные интенсивности брались для расчетов.

Механизм образования волновой структуры сверхзвуковой плазменной струи

При импульсном разряде с указанной выше геометрией происходит сильное возрастание давления в разрядном объеме. Причиной этого является, с одной стороны, омический нагрев образующейся плазмы разрядным током. Это так называемое тепловое давление. При этом величина давления будет зависеть от величины разрядного объема. Известно [21, 24], что ограничение канала разряда приводит к сильному возрастанию давления вследствие испарения ограничивающей стенки. В нашем случае при достаточно малых разрядных объемах давление определяется бурным испарением материала электро-

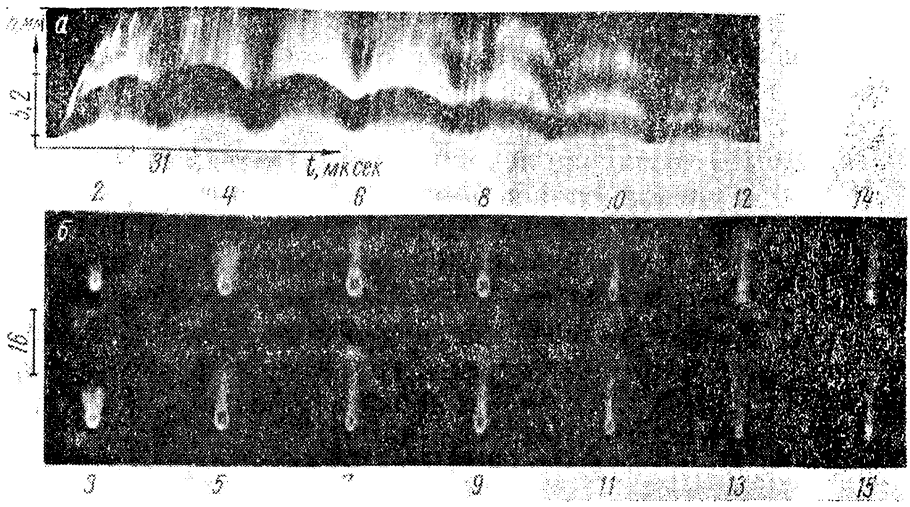


Рис. 32. Скоростные фотоснимки плазменной струи ($U=2$ *кв*; $C=60$ *мкф*; диаметр отверстия в кольцевом электроде $d=1{,}5$ *мм*): *а* — фоторазвертка; *б* — кинокадры (частота съемки 125 000 *кадр/сек*; *1*, *2*, *3*... — порядок следования кадров)

дов и стенки. На это указывают наблюдаемые в излучении плазменной струи спектральные линии элементов, входящих в состав материала электродов и стенки.

С другой стороны, указанная геометрия разряда приводит к сжатию плазмы магнитным полем собственного тока (пинч-эффект). Как известно, относительное повышение давления за счет собственного магнитного поля может достигать значительных величин при разрядах низкого давления и большой силы тока. В каждом конкретном случае в зависимости от условий и параметров разряда определяющую роль может играть либо тепловое, либо магнитное давление. В наших экспериментах как с цилиндрической, так и с конической геометрией разрядной камеры разряд происходит в ограниченных объемах при атмосферном давлении и определяющую роль играет тепловое давление.

Таким образом, при импульсном разряде указанной геометрии происходит сильное возрастание давления в разрядном объеме по сравнению с давлением в окружающей среде (атмосферным). В результате имеем случай истечения плазменной струи из сопла с избыточным давлением, аналогичный истечению холодной газовой струи (см. п. 1).

На фоторазвертках и кинокадрах плазменной струи импульсного колебательного разряда (рис. 32) наблюдается своеобразный характер свечения вдоль струи. У самого среза кольцевого электрода на протяжении всего разряда имеется область наиболее яркого свечения. В начальной стадии разря-

да на некотором удалении от среза кольцевого электрода обнаруживается резко выраженный скачок интенсивности свечения, который к концу разряда постепенно размывается, а на смену ему приходит серия чередующихся усилений и ослаблений интенсивности свечения. При этом изменение интенсивности свечения во времени повторяет собой временное изменение тока. При увеличении разрядного напряжения расстояния от среза кольцевого электрода до чередующихся усилений и ослаблений интенсивности свечения увеличиваются, а сами усиления и ослабления интенсивности свечения исчезают и на смену им приходит резко выраженный скачок интенсивности (рис. 33).

Описанную картину можно объяснить на основании представлений о характере течения в сверхзвуковой струе в условиях недорасширения (см. п. 1 этой главы). В такой сверхзвуковой струе образуются волны сжатия и разрежения, сопровождающиеся ударными волнами. В начальной стадии разряда, когда разность давлений в струе и окружающей среде достаточно велика, в плазменной струе образуется ударная волна, что и обнаруживается на фоторазвертке и кинокадрах струи в виде резкого скачка интенсивности свечения. К концу разряда, поскольку разность давлений уменьшается с уменьшением выделения энергии разряда со временем, резкий скачок интенсивности свечения (ударная волна) постепенно переходит в периодически чередующиеся усиления и ослабления интенсивности свечения (почти периодическую структуру). Увеличение расстояний от среза кольцевого электрода до чередующихся усилений и ослаблений интенсивности свечения с повышением разрядного напряжения и постепенный переход их в резкий

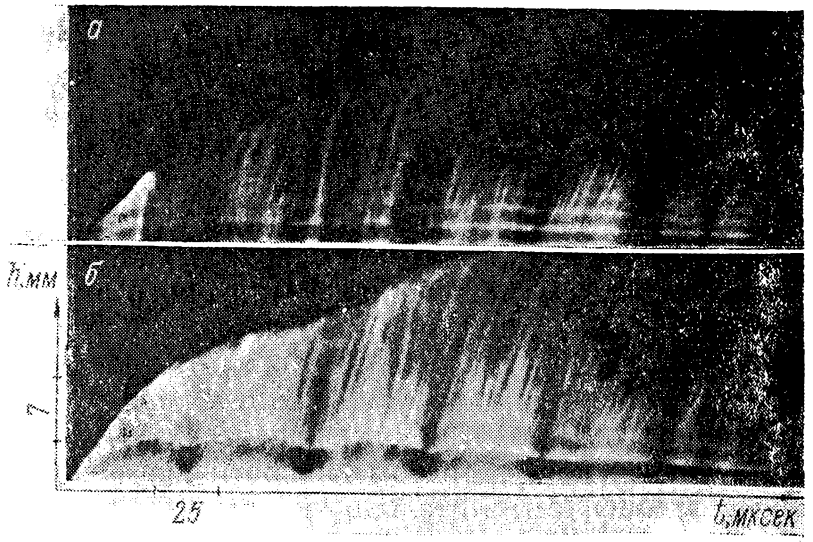


Рис. 33. Фоторазвертки плазменных струй при различных разрядных напряжениях ($C=60$ *мкф*; $d=1{,}5$ *мм*): *а* — $U=2$ *кв*; *б* — 2,5

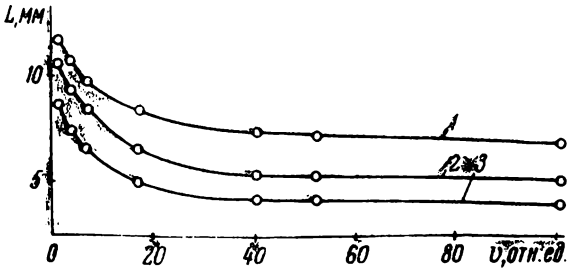


Рис. 34. Зависимость длины периодической структуры от величины разрядного объема: *1* — d=3 *мм*; *2* — 2; *3* — 1,5

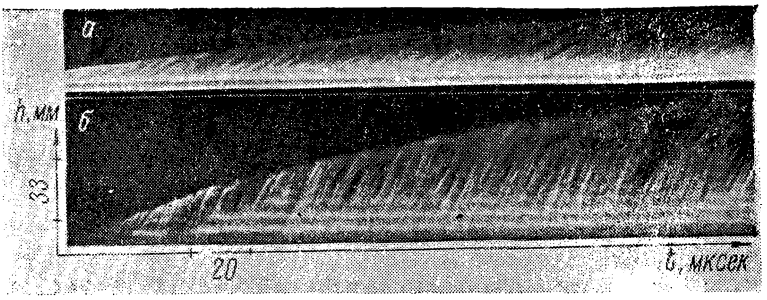


Рис. 35. Типичные фоторазвертки плазменной струи с ударной волной (*а*) и периодической структурой (*б*)

скачок интенсивности объясняется возрастанием давления в разрядном объеме с возрастанием энергии разряда.

Для изучения картины течения была проведена серия опытов. Они преследовали цель выяснить поведение волновой структуры струи с изменением давления в разрядном объеме. Давление регулировалось изменением величины разрядного объема. С уменьшением давления (увеличение разрядного объема) при постоянной энергии разряда периодическая структура проявляется уже в начальной стадии разряда. Длина волны периодической структуры уменьшается, что согласуется с формулой (3. 1).

Из рис. 34 видно, что длина волны периодической структуры при относительно больших разрядных объемах почти постоянна. Это значит, что, начиная с некоторого определенного разрядного объема, давление в нем не изменяется. Время истечения плазменной струи в зависимости от давления в разрядной камере изменяется; при увеличении давления (уменьшение разрядного объема) оно уменьшается. Уменьшение времени истечения связано с ростом скорости истечения, что обусловлено сокращением длительности разряда, так как увеличение давления приводит к росту скорости выделения энергии [61]. С увеличением диаметра отверстия при постоянном разрядном объеме резкий скачок интенсивности свечения постепенно раз-

мывается и переходит в почти периодическую структуру. Длина волны периодической структуры с увеличением диаметра отверстия растет (рис. 34), что также согласуется с формулой (3.1).

Получение истечения плазмы, близкого к стационарному, в случае питания плазменного генератора от искусственной линии дало возможность провести более детальное исследование картины течения в сверхзвуковой плазменной струе. В этих условиях давление в разрядной камере в течение порядка 300 *мксек* поддерживается почти постоянным и структура плазменной струи во времени не изменяется.

Изменяя величину давления за счет условий и параметров разряда, можно получать квазистационарную сверхзвуковую плазменную струю с определенной волновой структурой. Экспериментально были подобраны условия и параметры разряда так, что в одних случаях получалась сверхзвуковая плазменная струя ($U=3$ *кв*; $C=600$ *мкф*; $d=5$ *мм*) с ударной волной (рис. 35, *а*), а в других — с почти периодической структурой ($U=2{,}25$ *кв*; $C=600$ *мкф*; $d=10$ *мм*) (рис. 35, *б*).

Прерывистая структура сверхзвуковой плазменной струи. Скорость истечения

В сверхзвуковой плазменной струе можно выделить ядро струи и область смешения. На кинокадрах струи (см. рис. 32, *б*) видно лишь ядро струи. Зона смешения, расположенная между ядром струи и окружающей ее средой, светится относительно слабо и почти не регистрируется. На рис. 36 показан общий вид струи и схематически ее строение. Рассмотренная выше картина течения относится к ядру струи.

Плазменная струя, помимо волновой структуры, имеет еще прерывистую структуру, которая хорошо видна на фоторазвертках (рис. 32, *а*, 35) в виде отдельных струек (чередование во времени светлых и темных полосок). Прерывистая структура связана с дискретным характером поступления паров материала электродов, как и в случае обычного импульсного разряда. На это указывает множественность следов, оставленных на центральном электроде. Разрушается в основном центральный электрод, и прерывистая структура плазменных струй наблюдается в течение всего времени разряда. Связь прерывистой структуры плазменных струй с дискретностью поступления вещества материала центрального электрода, составляющего в основном плазменную струю, позволила для измерения скорости воспользоваться методом фоторазвертки [62].

Измерение скорости истечения плазменной струи во времени в случае колебательного разряда показало, что она следует за током. На рис. 37 приведен график изменения скорости движения струи в максимуме третьего полупериода разряда.

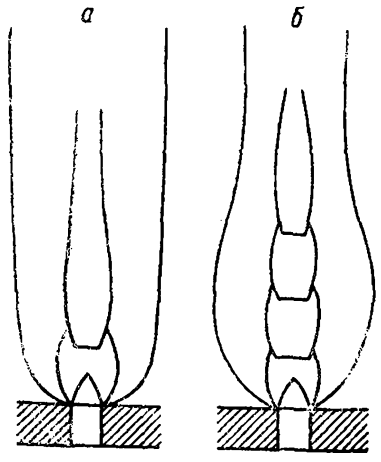
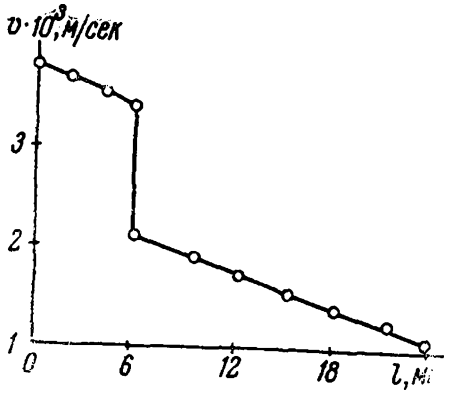


Рис. 36. Строение сверхзвуковых недорасширенных плазменных струй: *а* — с ударной волной; *б* — с почти периодической структурой

Рис. 37. Изменение скорости плазменной струи ($U=2$ *кв*; $C=60$ *мкф*)



Из графика видно, что скорость на расстоянии, соответствующем скачку уплотнения, претерпевает скачкообразное изменение. Положение скачка уплотнения определяется скоростью истечения струи: чем больше скорость истечения, тем дальше отстоит скачок уплотнения от среза кольцевого электрода, что согласуется с формулой (3.3).

На основании изложенного легко понять кажущееся на первый взгляд странным обратное движение скачка уплотнения во второй половине каждого полупериода разряда. Абсолютные значения скорости для плазменных струй, образующихся из паров различных материалов центрального электрода, различны. Для более легких металлов скорость истечения струи большая, аналогично скорости истечения факелов в обычном импульсном разряде [46].

Скорость истечения плазменной струи однополярного импульсного генератора на протяжении всего разряда (~ 300 *мксек*) остается почти постоянной (наклон чередующихся светлых и темных полос не изменяется). Следовательно, удаление скачка уплотнения и длина волны почти периодической структуры остаются неизменными. В этом случае, определив экспериментально скорость истечения струи (6 *км/сек*), а также длину волны периодической структуры (16 *мм*), можно по формулам (3.1) и (3.2) оценить некоторые другие параметры плазменной струи (давление в разрядной камере — 15 *атм*; число Маха — 1,6; скорость звука — 3,7 *км/сек*).

Влияние полярности электродов на структуру плазменной струи и скорость ее истечения

Эксперименты с однополярным импульсным плазменным генератором показали, что в зависимости от полярности электродов структура струи изменяется. Структура плазменной струи в случае отрицательной полярности кольцевого электрода более сложна, чем структура при положительной полярности. Наряду со струйками, которые составляют струю в целом, видны отдельные сгустки плазмы, перекрывающие струйки под меньшими углами наклона к временной оси развертки и не претерпевающие излома в области скачка уплотнения. Эти сгустки выбрасываются в стороны и распространяются вне основной струи. Наблюдаются также отдельные сгустки, которые постепенно с удалением от кольцевого электрода увеличивают угол наклона к временной оси, т. е. свою скорость. В этом случае выбрасываемые сгустки плазмы, видимо, поступают непосред-

Таблица 5. **Скорость плазменной струи (*км/сек*) в зависимости от полярности сопла**

Вид струи	Перед ударной волной		В ударной волне	
	отрицательная полярность	положительная полярность	отрицательная полярность	положительная полярность
Плазменная струя с ударной волной	6,9	9,2	2,5	3,2
Боковые сгустки плазмы	1,8	—	—	—

ственно в основную струю и ускоряются ею. При отрицательной полярности кольцевого электрода наблюдается также заметное поражение его поверхности. Все это указывает на значительный выброс вещества из кольцевого электрода, когда от имеет отрицательную полярность. Видимо, в условиях нашего эксперимента при отрицательной полярности кольцевого электрода происходит более интенсивное его разрушение, сопровождающееся поверхностным выбросом сгустков плазмы.

Была измерена скорость распространения плазменной струи и отдельных сгустков плазмы. Ошибка при этом составляла 5—10%. Скорость истечения плазменной струи с ударной волной в случае отрицательной полярности кольцевого электрода меньше скорости при положительной полярности (табл. 5).

При отрицательной полярности кольцевого электрода вследствие более интенсивного разрушения его поверхности в струю поступает большее количество вещества, чем при положительной полярности. Увеличение содержания частиц в струе

приводит к уменьшению ее скорости [17] и, следовательно, к приближению скачка уплотнения к срезу сопла.

Для струи с периодической структурой заметных различий в скорости истечения в зависимости от полярности не наблюдается. Ее скорость истечения в среднем равна 6 *км/сек* ($U=2{,}25$ *кв*; $C=600$ *мкф*; $d=10$ *мм*). Видимо, в этом случае, так как разрядная поверхность увеличилась ($d=10$ *мм*) и уменьшилась плотность тока, различия в разрушении кольцевого электрода в зависимости от полярности незначительные и не оказывают заметного влияния на скорость истечения.

Изучение свойств сверхзвуковой плазменной струи спектроскопическими методами

Анализ спектра испускания плазменной струи. Спектр испускания плазменной струи в исследуемой области длин волн от 3800 до 6500 Å состоит в основном из линий элементов, принадлежащих материалу электродов и стенке разрядной камеры (CuI, CuII, ZnI, $H_{\alpha, \beta, \gamma}$) (рис. 38). Наряду с линиями наблюдаются молекулярные полосы циана (CN), особенно отчетливо выраженные в струе с периодической структурой. Некоторые линии сильно уширены. Как правило, эти линии с большими постоянными квадратичного эффекта Штарка. Качественное изучение спектра испускания струи с ударной волной и периодической структурой показывает, что по спектральному составу они не отличаются друг от друга.

В спектре с ударной волной наблюдается сплошной спектр у основания струи, интенсивность которого вдоль струи заметно уменьшается и вновь возрастает скачкообразно в ударной волне, а затем резко падает (рис. 38, *а*). Был измерен ход интенсивности спектральных линий с различными потенциалами возбуждения вдоль струи (рис. 39). Величина интенсивности для линий с разными потенциалами возбуждения различна. В ударной волне интенсивность линий нейтральных атомов и линий ионов резко возрастает. Для линий ионов в ударной волне достигается наибольшая интенсивность, в то время как для линий атомов наибольшая интенсивность остается у основания струи. Изменение полярности кольцевого электрода оказывает влияние на ход и величину интенсивности спектральных линий (рис. 39). При положительной полярности кольцевого электрода наблюдается более пологий спад интенсивности после ударной волны, несколько ниже интенсивность линий в ударной волне и в целом вдоль струи. У основания струи интенсивность линий атомов выше, а интенсивность линий ионов ниже, чем при отрицательной полярности кольцевого электрода.

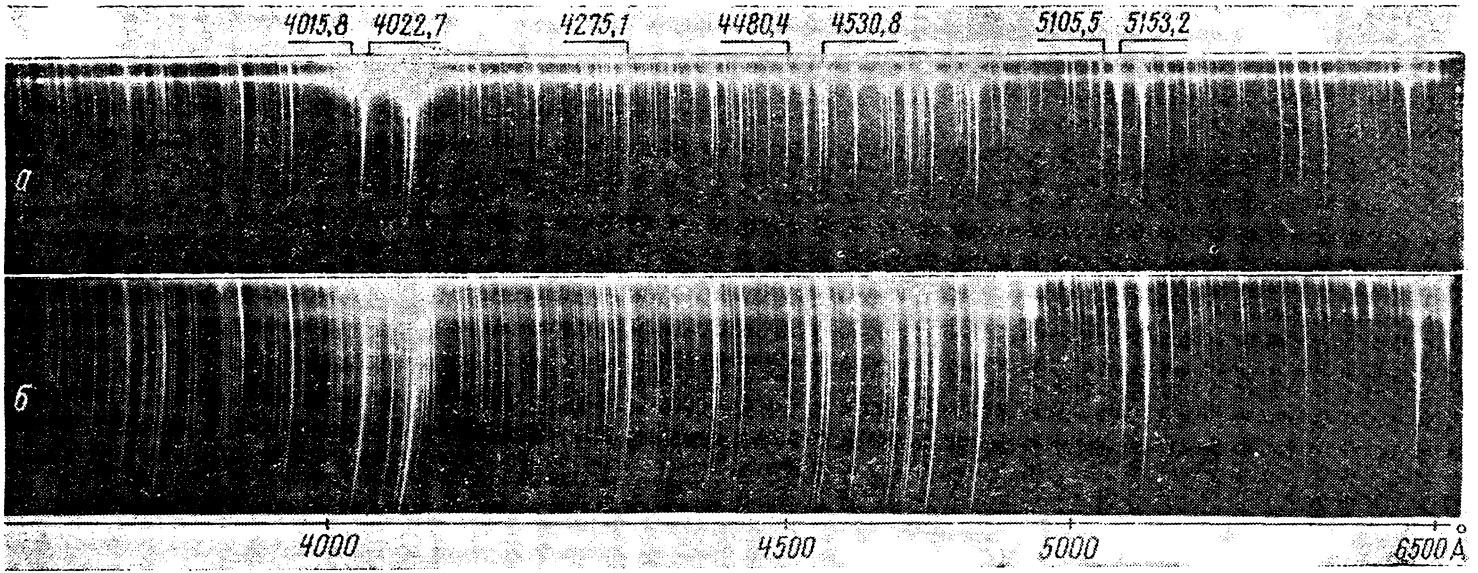


Рис. 38. Спектр плазменной струи однополярного импульсного генератора: *а* — с ударной волной; *б* — с периодической структурой

В спектре струи с периодической структурой чередуются максимумы и минимумы интенсивности сплошного спектра, а также интенсивности спектральных линий соответственно местам сжатия и разрежения с постепенным ослаблением к концу струи (см. рис. 39). Наибольшая интенсивность как для линий нейтральных атомов, так и для линий ионов находится у основания струи. Заметных изменений в спектральном составе и ходе интенсивности сплошного излучения и спектральных линий в зависимости от полярности кольцевого электрода не наблюдается.

Определение температуры плазменной струи. Измерение температуры производилось по методу относительных интенсивностей с использованием двух пар линий меди: 5105,5 и 5153,2; 5105,5 и 4530,8 Å.

Прежде чем измерять температуру по относительным интенсивностям, необходимо было проверить выполнимость больцмановского распределения атомов по возбужденным уровням. Такая проверка проводилась по методу, описанному в работе [23]. При этом использовались линии меди: 5153,2; 5105,5; 4530,8; 4275,1; 4022,7 Å. Интервал энергии верхних уровней, охватываемый этими линиями, составляет 32000 $см^{-1}$. Проверка производилась на разных высотах струи, а именно: в струе с ударной волной — у основания, перед ударной волной, в ударной волне и за волной; в струе с периодической структурой — у основания и в зонах разрежения и сжатия. Результаты измерений достаточно хорошо ложатся на прямую, что и доказывает выполнимость больцмановского распределения атомов по возбужденным уровням.

Температура была измерена вдоль струи при положительной и отрицательной полярности кольцевого электрода. Ход температуры вдоль струи приведен на рис. 40. Ошибка определения результирующей температуры по двум парам указанных линий при этом составляет 25—30%. Это выше ошибки при определении температуры по относительной интенсивности каждой пары линий в отдельности (7—10%). Следует отметить, что, измеряя температуру по всей толще струи на определенном ее удалении от основания по той или иной паре линий, мы измеряем температуру тех участков (слоев) плазмы, в которых условия возбуждения этой пары наиболее благоприятны.

Из рис. 40 видно, что ход температуры вдоль струи повторяет собой ход интенсивности линий (см. рис. 39). В струе с ударной волной наблюдается возрастание температуры в зоне, соответствующей ударной волне. Полярность электродов оказывает заметное влияние на температуру струи. При отрицательной полярности кольцевого электрода температура в начале струи и в ударной волне примерно одинакова в пределах

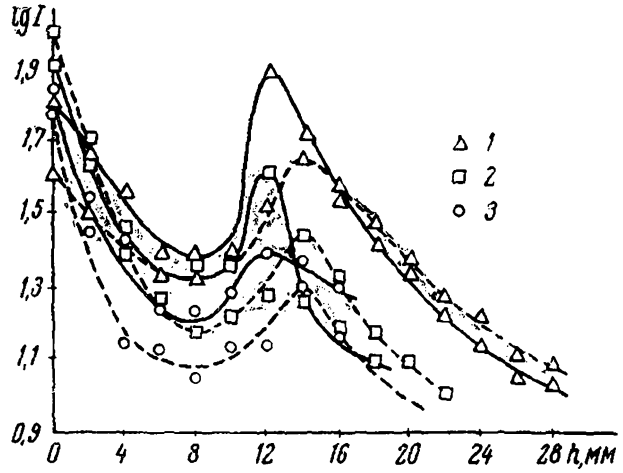


Рис. 39. Распределение интенсивности спектральных линий меди вдоль плазменной струи с ударной волной (U=3 *кв*; C=600 *мкф*; d=5 *мм*; сплошные кривые соответствуют отрицательной полярности кольцевого электрода; штриховые — положительной): *1* — CuII 4231,4; *2* — CuI 5153,2; *3* — CuI 5105,5 Å

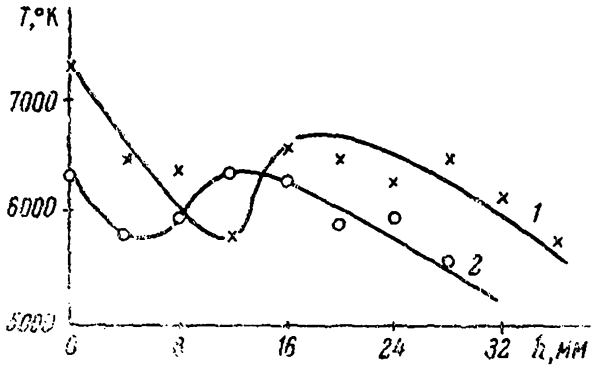


Рис. 40. Ход температуры вдоль плазменной струи с ударной волной: *1* — положительная полярность кольцевого электрода; *2* — отрицательная

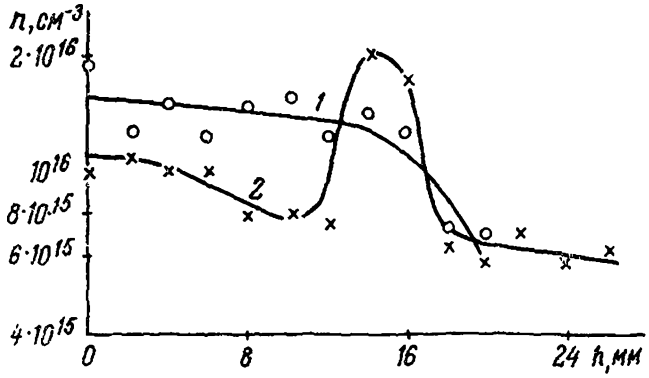


Рис. 41. Ход концентрации вдоль плазменной струи с ударной волной: *1* — отрицательная полярность кольцевого электрода; *2* — положительная

ошибки измерения. При положительной полярности кольцевого электрода температура в начале струи выше, чем в ударной волне. В целом она при отрицательной полярности кольцевого электрода несколько ниже по сравнению с положительной полярностью. Различия в поведении температуры в зависимости от полярности электродов связаны с уже упомянутыми особенностями разряда при отрицательной полярности кольцевого электрода. В случае отрицательной полярности температура в начале струи измеряется в основном в выбрасываемых с поверхности сгустках плазмы, которые экранируют основную струю. При положительной полярности поверхностные сгустки отсутствуют и температура измеряется в более глубоких зонах. То, что при отрицательной полярности температура в целом несколько ниже, связано с большим влиянием самопоглощения вследствие наличия поверхностных выбросов вещества из катода. В струе с периодической структурой в местах сжатия температура возрастает, а в местах разрежения падает. Заметных изменений в температуре при изменении полярности кольцевого электрода не наблюдается.

Так как волновая структура плазменной струи импульсного генератора в случае колебательного разряда изменялась во времени, то необходимо было получить спектры с пространственным (по длине струи) и временным разрешением. С этой целью был применен способ спектральной киносъемки (см. п. 4 гл. II). Благодаря этому температура была измерена в начальной стадии истечения струи, когда в ней образуется ударная волна, и в конце истечения, когда в струе ясно выражена периодическая структура (см. рис. 32, *а*). Полученные результаты сообразуются с характером волновых процессов, протекающих в струе: в ударной волне и местах сжатия температура возрастает, а в местах разрежения падает (пределы изменения температуры 10 000—6000 °К).

Определение концентрации заряженных частиц в плазменной струе. В спектре струи обнаруживается ряд сильно уширенных линий меди. Это линии диффузной серии 4022,7; 4062 Å и линии резкой серии 4530,8; 4480,4 Å. Используя уширение указанных линий, можно определить концентрацию заряженных частиц в плазме. С этой целью были взяты линии меди 4530,8 и 4480,4 Å. Произведенные оценки влияния различных типов взаимодействия на уширение выбранных линий (температура плазмы 10 000 °К, концентрация заряженных частиц 10^{16} $см^{-3}$) показывают, что уширение этих линий в наших условиях в основном обусловлено квадратичным эффектом Штарка. Экспериментально для этих линий наблюдается асимметрия уширения в длинноволновую область спектра, что указывает на существенное влияние статистического квадратичного эффекта Штарка. Учитывая все это, можно использо-

вать эти линии меди для определения концентрации заряженных частиц.

По экспериментально измеренным ширинам линий, пользуясь графиками зависимости ширины линий от концентрации заряженных частиц (см. рис. 17, *а*), были получены концентрации заряженных частиц в плазменной струе. В плазменной струе с ударной волной концентрация измерялась по линии 4530,8 Å, а в плазменной струе с периодической структурой — по линии 4480,4 Å. Результаты измерения концентрации заряженных частиц вдоль струи приведены на рис. 41. Ошибка определяется в основном неточностью измерения ширины линии и равна 30%.

Как видно из рисунка, в плазменной струе с ударной волной в случае положительной полярности кольцевого электрода ход концентрации вдоль струи повторяет собой ход температуры. В случае же отрицательной полярности концентрация вдоль струи от ее основания до зоны, соответствующей ударной волне, почти не изменяется, а затем падает, как и в случае положительной полярности. Различие в ходе концентрации заряженных частиц обусловлено наличием поверхностных сгустков плазмы из кольцевого электрода, которые создают вокруг струи дополнительный слой паров вещества более низкой температуры. При отрицательной полярности выброс вещества с поверхности кольцевого электрода более интенсивен и поэтому измеренные концентрации заряженных частиц соответствуют в основном поверхностным плазменным сгусткам. При положительной полярности кольцевого электрода поверхностный выброс менее интенсивен и ход концентрации заряженных частиц лучше сообразуется с волновыми процессами, протекающими в струе.

В струе с периодической структурой концентрация вдоль струи постепенно падает. Наблюдаются незначительные возрастания и падения концентрации соответственно местам сжатия и разрежения, которые лежат в пределах ошибки измерения. В зависимости от изменения полярности кольцевого электрода заметных изменений в концентрации заряженных частиц не наблюдается.

Возможности импульсного плазменного генератора как источника недорасширенных сверхзвуковых плазменных струй

Проведенные исследования показали, что импульсный плазменный генератор без воздушного обдува является довольно удобным и простым источником получения недорасширенных сверхзвуковых плазменных струй. Он позволяет, регулируя

параметры и условия разряда, изменять картину течения в струе. В случае колебательного характера разряда можно обеспечивать непрерывный переход от струи с ударной волной к струе с почти периодической структурой. Однополярный плазменный генератор позволяет получать квазистационарные сверхзвуковые плазменные струи, волновая структура которых при желании может изменяться.

Образующаяся плазма обязана своим происхождением в основном эрозии электродов и стенок разрядной камеры при разряде и является плазмой эрозионного типа. Следовательно, состав такой плазмы можно регулировать подбором материала электродов и стенок камеры.

Измеренные температуры и концентрации заряженных частиц обнаруживают своеобразный ход вдоль струи, сообразующийся с характером волновых процессов, которые протекают в струе. В ударной волне и местах сжатия температура и концентрация возрастают, а в местах разрежения падают. Это возрастание незначительно и для температуры в скачке уплотнения составляет 1,2, а для концентрации порядка 3. Таким образом, волновые процессы, протекающие в сверхзвуковой плазменной струе, представляют собой процессы адиабатического сжатия и разрежения.

Плазменная струя устойчивее и отличается большей однородностью при положительной полярности кольцевого электрода.

Глава IV ИССЛЕДОВАНИЕ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В ЭЛЕКТРОДНЫХ РАЗРЯДНЫХ УДАРНЫХ ТРУБАХ

Электромагнитные ударные трубы как средство для получения высокоскоростных плазменных потоков и ударных волн применяются очень часто. Различные варианты электромагнитных ударных труб и физические процессы, протекающие в них, рассмотрены в гл. I. Данная глава посвящена описанию физических свойств плазменных потоков, образующихся в электродных разрядных ударных трубах (ЭРУТ) в условиях истечения с недорасширением [1].

Импульсный плазменный генератор, заключенный в камеру, давление в которой изменяется, может рассматриваться в зависимости от условий работы и как импульсный плазмотрон, работающий при пониженном давлении, и как электромагнитная (либо электротермическая) ударная труба, и как импульсный плазменный ускоритель. Когда давление в ЭРУТ близко к атмосферному, образуется сверхзвуковая плазменная струя. В зависимости от степени ее расширения она может быть либо свободной, либо ограниченной стенками трубки. При более низких давлениях ($\sim 10^{-2}$ *мм* рт. ст.) образуется ударная волна. Плазменная струя в этом случае представляет собой поток, который выполняет роль поршня в образовании ударной волны. Особенностью рассматриваемых ЭРУТ является то, что образующийся в них эрозионный плазменный поток по выходе из разрядного устройства имеет возможность расширяться. Вследствие этого он характеризуется сложной структурой, обусловленной волновыми процессами, которые оказывают влияние на характер распространения переднего фронта свечения [1]. В условиях относительно низких плотностей рабочего газа, когда длина свободного пробега тяжелых частиц больше диаметра камеры, такое устройство работает как импульсный плазменный ускоритель, генерирующий плазменные сгустки.

1. ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОДНОЙ РАЗРЯДНОЙ УДАРНОЙ ТРУБЫ И ТЕХНИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Первые опыты проводились на установке, принципиальная схема которой приведена на рис. 42, *а*. Она состояла из конденсатора типа КМ1-10-1, управляемого воздушного разрядника, разрядного устройства, помещаемого внутрь стеклянной трубки с внутренним диаметром 60 *мм*. Исследования проводились с тремя видами разрядных устройств — коническим, цилиндрическим и коаксиальным (рис. 42, *б*). Каждый вид разрядного устройства состоял из разрядной камеры и латунных центрального и кольцевого электродов. Обратный токопровод представлял собой сплошной латунный цилиндр. Разряд возбуждался при подаче на управляемый разрядник инициирующего высоковольтного импульса от пульта управления СФР. Давление воздуха в ЭРУТ изменялось от атмосферного до $5 \cdot 10^{-2}$ *мм* рт. ст.

Вторая серия опытов была выполнена на ЭРУТ конического типа (рис. 43, *а*). Коническое разрядное устройство отличалось от предыдущего. Обратный токопровод был выполнен из латуни в виде шести перемычек, вплотную прилегающих к стенкам конической разрядной камеры. Этим самым обеспечивалась дополнительная движущая сила под влиянием магнитного поля обратного тока. Возможность расширения плазменного потока обеспечивалась благодаря тому, что диаметр отверстия в кольцевом электроде (40 *мм*) конического разряд-

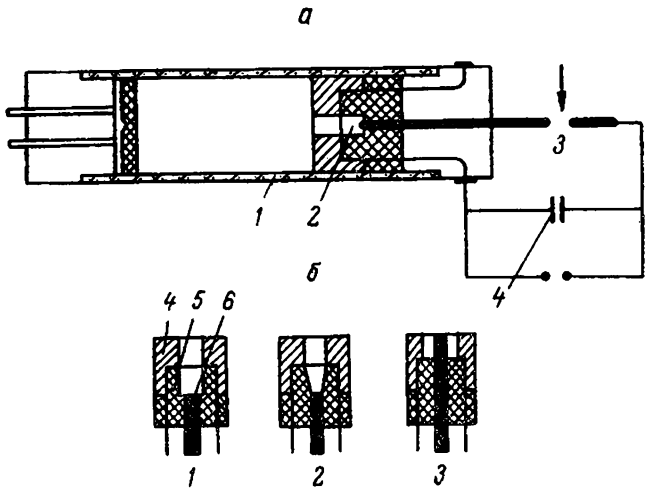


Рис. 42. Электродная разрядная ударная труба (вариант I): *а* — принципиальная схема установки: *1* — стеклянная трубка; *2* — разрядное устройство; *3* — управляемый разрядник; *4* — конденсатор; *б* — схематический вид разрядных устройств: *1* — цилиндрическое; *2* — коническое; *3* — коаксиальное; *4* — кольцевой электрод; *5* — разрядная камера; *6* — центральный электрод

ного устройства был меньшим, чем внутренний диаметр стеклянной трубки (60 *мм*).

Конструкция трубки предусматривала проведение оптических и спектроскопических исследований одновременно в разрядной камере (с торца, сбоку) и вне ее. Для этого центральный электрод (нержавеющая сталь) был изготовлен в виде полого цилиндра, в который вставлялось оптическое окно либо поджигающее устройство (рис. 43, *б*). Стенки конической разрядной камеры делались оптически прозрачными, и окна

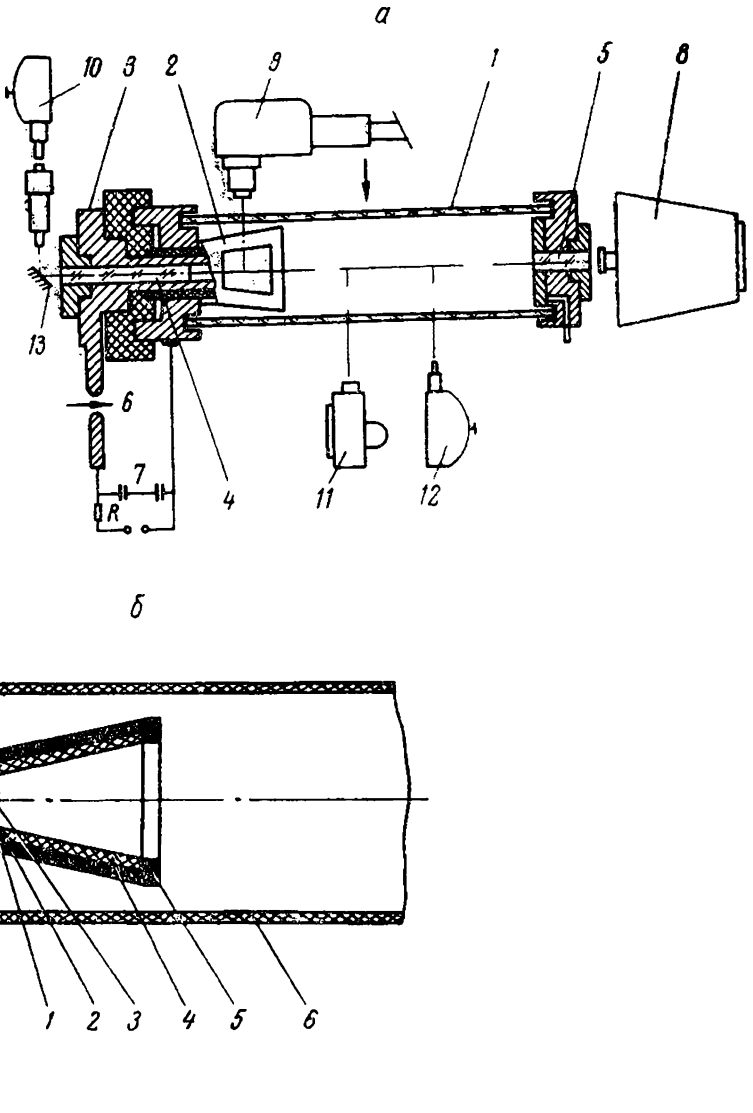


Рис. 43. Коническая ЭРУТ (вариант II): *а* — схема расположения приборов: *1* — стеклянная трубка; *2* — кольцевой электрод; *3* — центральный электрод; *4, 5* — оптические окна; *6* — управляемый разрядник; *7* — батарея конденсаторов; *8* — спектрограф СТЭ-1; *9* — спектрограф ИСП-51; *10* — комбинация СП-78 с ЖФР-1; *11* — ЖФР-2; *12* — СФР-Л; *13* — зеркало; *б* — схема разрядного устройства с внутренним поджигом: *1* — электрод в виде полого цилиндра; *2* — изолятор; *3* — стержневой электрод; *4* — коническая диэлектрическая вставка; *5* — кольцевой электрод; *6* — стеклянная трубка

между перемычками обратного токопровода позволяли проводить исследования плазмы в разрядной камере (сбоку). ЭРУТ откачивалась до давления $5 \cdot 10^{-2}$ *мм* рт. ст.

В качестве накопителя энергии использовалась конденсаторная батарея емкостью 1950 *мкф*. Рабочее напряжение изменялось от 0,5 до 4 *кв*. Исследования проводились с ЭРУТ как с управляемым внешним разрядником, так и с внутренним поджигающим устройством. В случае работы ЭРУТ с внутренним поджигающим устройством в качестве центрального электрода конического разрядного устройства использовался либо полый цилиндр (рис. 43, *а, б*), изготовленный из нержавеющей стали (внешний диаметр 20 *мм*), либо латунный стержень диаметром 4 *мм* (рис. 43, *б*). В зависимости от того, какой из указанных электродов был центральным, другой в это время выполнял роль поджигающего.

Ток разряда измерялся с помощью калиброванного пояса Роговского. Напряжение с электродов снималось емкостно-омическим делителем. Типичные осциллограммы тока и напряжения, относящиеся к случаю работы ЭРУТ с внутренним поджигающим устройством, приведены на рис. 44, *а, б*. Для более наглядного представления о ходе изменения тока в зависимости от напряжения были сняты вольт-амперные характеристики разряда способом, аналогичным описанному в работе [2]. Одна из вольт-амперных характеристик представлена на рис. 44, *в*.

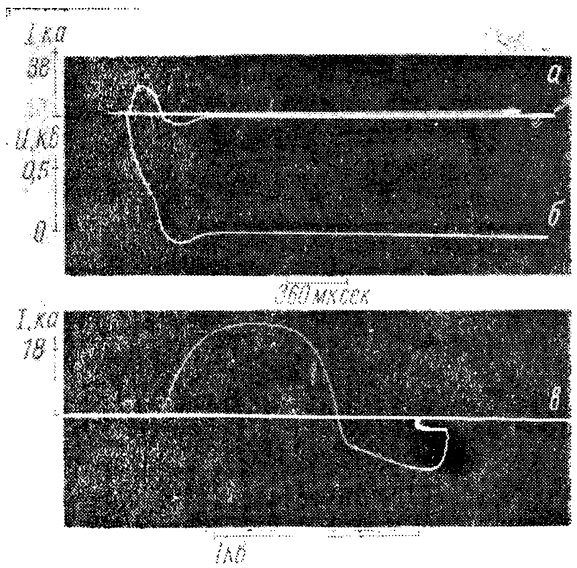


Рис. 44. Электрические характеристики разряда в ЭРУТ ($U=1$ *кв*, $C=1950$ *мкф*) с центральным полым электродом: *а* — осциллограмма тока; *б* — осциллограмма напряжения; *в* — вольт-амперная характеристика

Исследование проводилось одновременно методами высокоскоростной фотографической регистрации и спектроскопически. Расположение приборов показано на рис. 43, *а*. Скоростная съемка осуществлялась приборами ЖФР-2 и СФР-Л. В случае непрерывной съемки щель фоторегистратора располагалась вдоль трубки. Спектры испускания плазменного потока регистрировались спектрографами ИСП-51 с камерой F=270 *мм*, СТЭ-1 и спектральной приставкой СП-78 в комбинации с ЖФР-1, позволяющей получать развертку спектра во времени. Интенсивность излучения единичного процесса в трубке была достаточна для получения нормальных почернений на пластинках «Панхром» 45 ед. ГОСТ (ИСП-51). На спектрографе СТЭ-1 и приставке СП-78 использовалась пленка «Панхром» типа 10-800.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ЭРУТ И МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ

Действие ЭРУТ в ее первом варианте (рис. 42) основано преимущественно на эффекте теплового давления, создаваемого импульсным разрядом в ограниченном объеме. Во втором варианте (рис. 43) основная роль в ускорении плазмы принадлежит магнитному давлению, обусловленному взаимодействием магнитных полей прямого и обратного токов.

Исследования физических процессов внутри конического разрядного устройства показали, что в случае разряда со стержневым центральным электродом (неповерхностный разряд) на этом электроде формируется эрозионная плазменная струя, которая представляет собой недорасширенную сверхзвуковую струю. В ней на некотором удалении от поверхности электрода в области разрядной камеры образуется скачок уплотнения (рис. 45, *а*). Истечение плазменной струи происходит с задержкой относительно переднего фронта свечения (45, *а, б*). В этом случае в физических процессах в коническом разрядном устройстве определяющую роль играют явления, связанные с эрозией центрального электрода. В случае полого центрального электрода разряд идет по поверхности конического изолятора, контактирующего с электродами разрядного устройства. Плазма в данном случае, как показывают спектроскопические исследования, образуется в основном вследствие испарения изоляционной вставки. Образования недорасширенной сверхзвуковой плазменной струи в разрядном стройстве не происходит.

Истекающая из разрядного устройства рассматриваемых ЭРУТ эрозионная плазма действует на находящийся перед ней газ аналогично поршню, как и в обычных ЭМУТ. В результа-

те может сформироваться ударная волна, так называемая электродинамически возбужденная. На фоторазвертках развития процесса свечения в ЭРУТ по выходе из разрядного устройства (рис. 46, *а*) в каждом полупериоде разряда отчетливо виден передний фронт свечения, который представляет собой фронт эрозионной разрядной плазмы (см. далее). В рассматриваемых условиях фронт разрядной плазмы совпадает с фронтом ударной волны. В некоторых случаях (при больших давлениях в трубке) он может отставать от фронта ударной волны (рис. 46, *в*). Свечение за фронтом ударной волны настолько слабое в том и другом случае, что на фоторазвертках почти не обнаруживается. О существовании ударной волны можно судить по ее отражению от торца (рис. 46, *в*).

За ударной волной во всех случаях следует недорасширенный сверхзвуковой плазменный поток. Он характеризуется сложной волновой структурой. Эта структура существенно различается в зависимости от величины перепада давления внутри разрядной камеры и во внешней среде аналогично свободно истекающей плазменной струе импульсного генератора при атмосферном давлении (см. п. 3 гл. III). Необходимая величина перепада давления обеспечивается изменением параметров разряда и давления внутри ЭРУТ. Следует отметить, что в работе [3] при использовании импульсного коаксиального плазменного источника удалось получить истечение при перепадах давления 10^3—10^4.

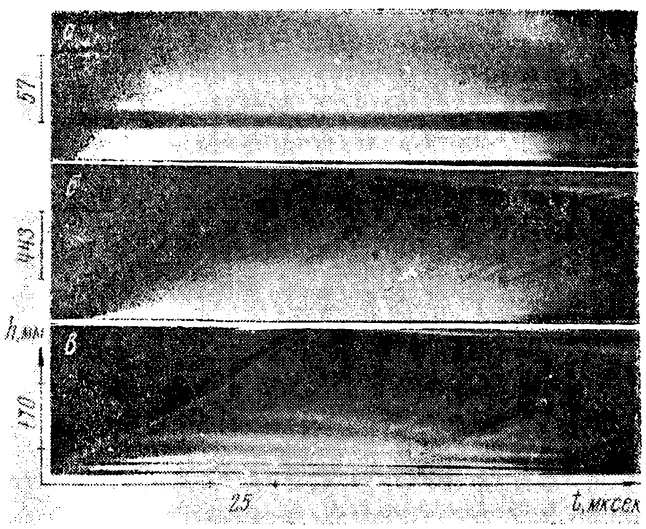


Рис. 45. Фоторазвертки процесса свечения в ЭРУТ (U=2 *кв*, C=1950 *мкф*): *а* — продольная (темная полоса — изображение кольцевого электрода); *б* — продольная процесса свечения по выходе из разрядного устройства (стержневой центральный электрод); *в* — то же (центральный электрод — полый цилиндр)

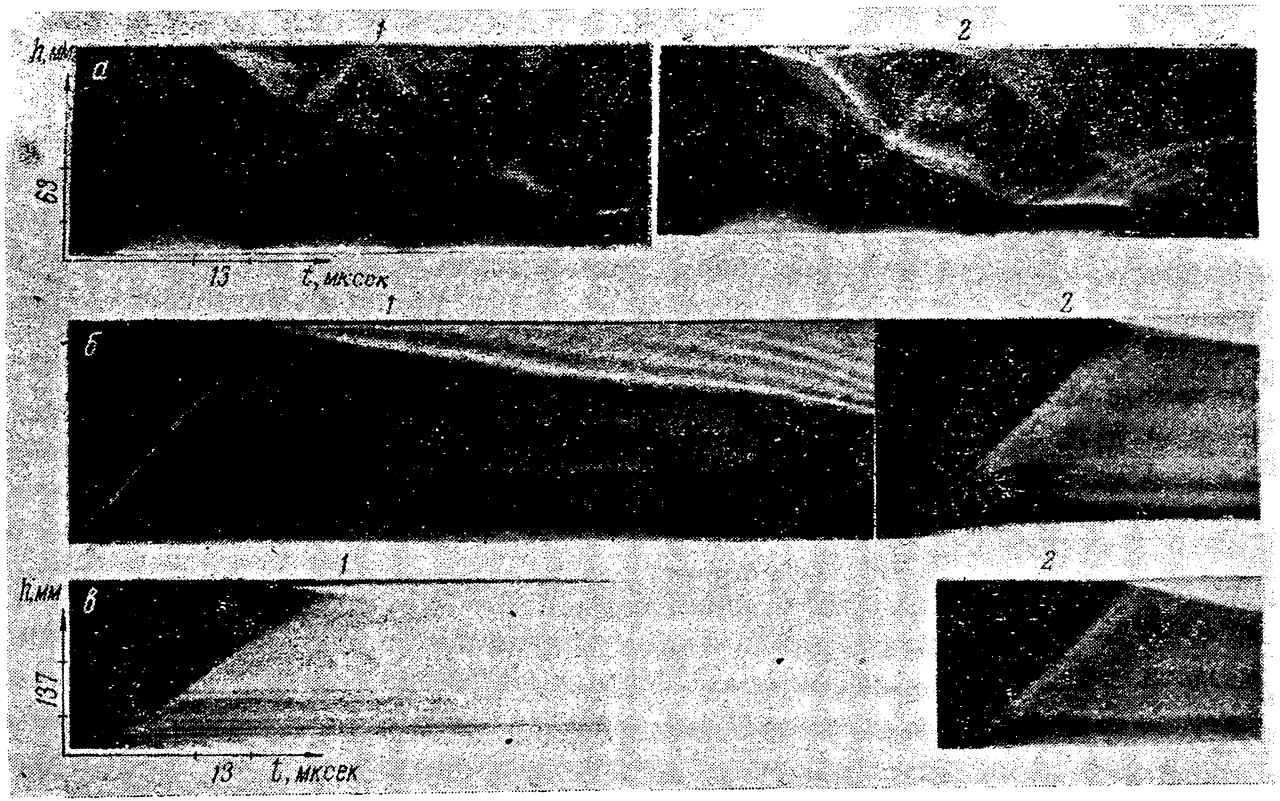


Рис. 46. Типичные фоторазвертки процесса свечения в ЭРУТ: *а* — вариант I (цилиндрическое разрядное устройство): *1*, *2* — $U=5$ *кв*, $C=32$ *мкф*, $p=5\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст.; *б* — вариант II: *1*, *2* — $U=2$ *кв*, $C=1950$ *мкф*, $p=7\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст.; *в* — вариант II: *1* — $U=4$ *кв*, $C=1950$ *мкф*, $p=1$ *мм* рт. ст.; *2* — $U=2$ *кв*, $C=1950$ *мкф*, $p=7\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст.

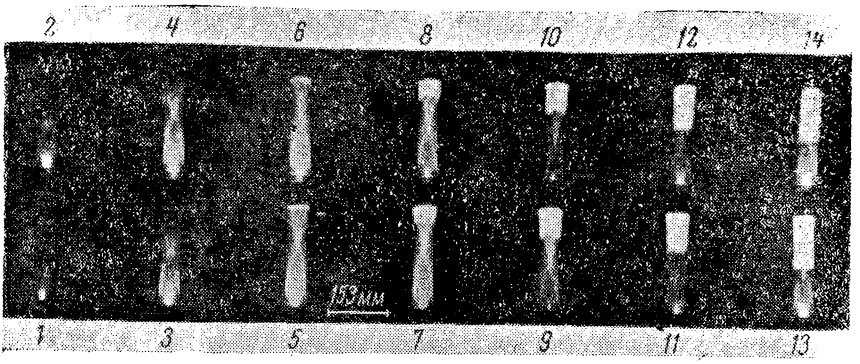


Рис. 47. Кинокадры процесса свечения в ЭРУТ (коническое разрядное устройство, $U=5$ *кв*, $C=32$ *мкф*, $p=5\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст., частота съемки 250 000 *кадр/сек*; *1, 2, 3...* — порядок следования кадров)

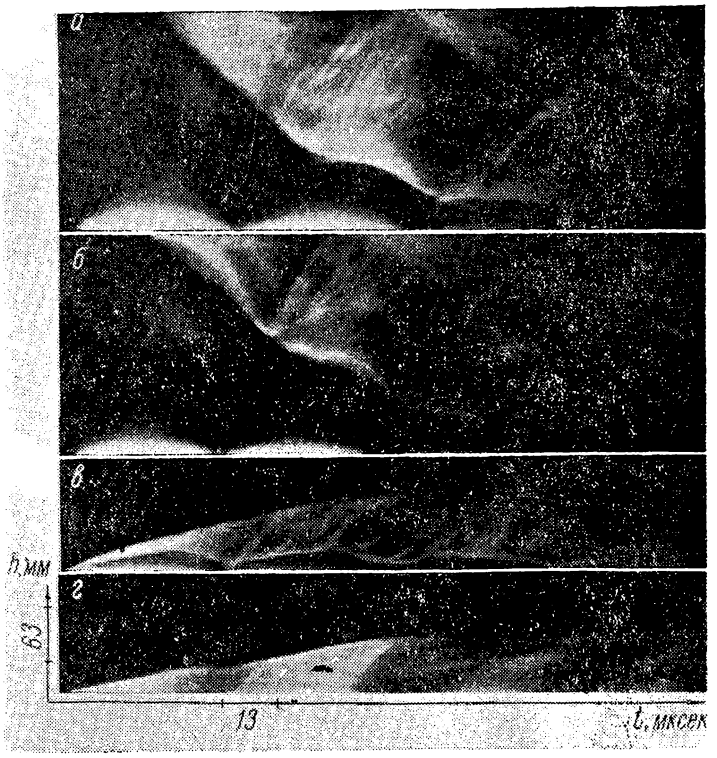


Рис. 48. Типичные фоторазвертки процесса свечения в ЭРУТ в зависимости от давления (вариант I; коническое разрядное устройство, $U=5$ *кв*, $C=32$ *мкф*): *а*—$p=5\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст.; *б*—$1\cdot10^{-2}$; *в*—60 и *г*—600 *мм* рт. ст.

Наличие стенок трубки, ограничивающих расширение потока, обусловливает некоторые особенности течения в отличие от течения в свободных струях [4]. В этом случае граничное условие изменяется таким образом, что волны разрежения, распространяющиеся от выходного сечения кольцевого электрода, отражаются от твердой границы (стенки трубки) в виде волн разрежения. В результате течение становится параллельным стенкам трубки (рис. 47) и нарушается равномерность сверхзвукового поля течения. На некотором расстоянии равномерность устанавливается. Волны разрежения переходят в волны сжатия и т. д., т. е. образуется система волн разрежения и сжатия (периодическая структура) (рис. 46, *б*). Это имеет место при небольшом перепаде давления внутри разрядной камеры и вне ее. Когда же перепад давления большой, в потоке образуется мостообразный скачок уплотнения (рис. 46, *а*, 47). Наблюдаемые авторами работы [5] так называемые «перетяжки» представляют собой, вероятно, также скачки уплотнения, связанные с истечением плазменного потока в условиях недорасширения.

Изменения в картине течения, обнаруживаемые в каждый рассматриваемый момент времени, связаны с колебательным характером разряда. В частности, каждому рассматриваемому моменту времени соответствует определенное удаление скачка уплотнения от среза кольцевого электрода.

Для выяснения взаимосвязи между мостообразным скачком уплотнения, образующимся в потоке, и скоростью плазменного потока было измерено его удаление от среза кольцевого электрода (см. табл. 6). Измерения производились в момент времени, соответствующий максимуму тока, когда удаление скачка наибольшее. Наблюдалось возрастание удаления с ростом скорости истечения плазменного потока, что согласуется с представлениями о газодинамической природе картины течения (см. п. 1 гл. III).

Была изучена картина течения в зависимости от давления в ЭРУТ (вариант I). С увеличением давления наблюдается переход к струйному течению (рис. 48). В диапазоне давления от 60 до 760 *мм* рт. ст. ЭРУТ работает как импульсный плазменный генератор. Структура плазменной струи изменяется в зависимости от давления: при 60 *мм* рт. ст. в ней обнаруживается скачок уплотнения, а при 600 *мм* рт. ст.— периодическая структура.

3. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВОЛНОВЫМИ ПРОЦЕССАМИ

Увеличение скорости распространения фронта свечения. На фоторазвертках (рис. 46) отчетливо видно, что фронт свечения с удалением в одних случаях увеличивает угол наклона к

временной оси скачком (см. рис. 46, *а*), в других непрерывно (см. рис. 45, *в*, 46, *б*), что указывает на возрастание его скорости распространения. Наблюдаемая прерывистая структура плазменного потока позволила определить его скорость. Оказалось, что скорость фронта свечения и плазменного потока у среза кольцевого электрода (цилиндрическое разрядное устройство) одного порядка (табл. 6). В скачке уплотнения скорость плазменного потока в большинстве случаев увеличивается по сравнению со скоростью у среза. Соответственно скорость фронта свечения в этом месте увеличивается скачком. При этом скорость плазменного потока больше скорости фронта свечения.

В случае, когда в плазменном потоке образуется периодическая структура, наблюдается непрерывное возрастание скорости. Характер увеличения скорости вдоль трубки в зависимости от напряжения, подводимого к электродам разрядного устройства, несколько изменяется (рис. 49). При напряжении 2 *кв* наблюдается монотонное возрастание скорости, а при 4 *кв* на расстоянии первого сжатия в потоке скорость распространения фронта свечения возрастает более резко.

Наблюдаемые эффекты увеличения скорости связаны с волновыми процессами, протекающими в плазменном потоке. Образование скачка уплотнения и мест сжатия в плазменном потоке ведет к существенному увеличению плотности и давления в нем. Это эквивалентно увеличению скорости движения поршня, которое в свою очередь приводит к возрастанию скорости фронта свечения. Так как фронт электродинамически возбужденной ударной волны совпадает с фронтом разрядной плазмы, то увеличение скорости фронта свечения должно наблю-

Таблица 6. **Изменение скоростей переднего фронта свечения и плазменного потока (*км/сек*) в зависимости от давления в ЭРУТ**

Ширина кольцевого электрода, *мм*	Давление внутри разрядной ударной трубы, *мм* рт. ст.	Скорость фронта свечения		Скорость плазменного потока в скачке уплотнения	Удаление скачка уплотнения от среза кольцевого электрода, *мм*
		у среза кольцевого электрода	на расстоянии скачка уплотнения		
50	$5 \cdot 10^{-2}$	15,8	17,7	—	148
	$1 \cdot 10^{-1}$	10,5	12,5	15,0	92
10	$5 \cdot 10^{-2}$	11,5	13,7	16,2	104
	$1 \cdot 10^{-1}$	7,2	9,0	—	80
2	$5 \cdot 10^{-2}$	10,6	12,7	14,9	100
	$1 \cdot 10^{-1}$	6,7	8,7	13,2	76

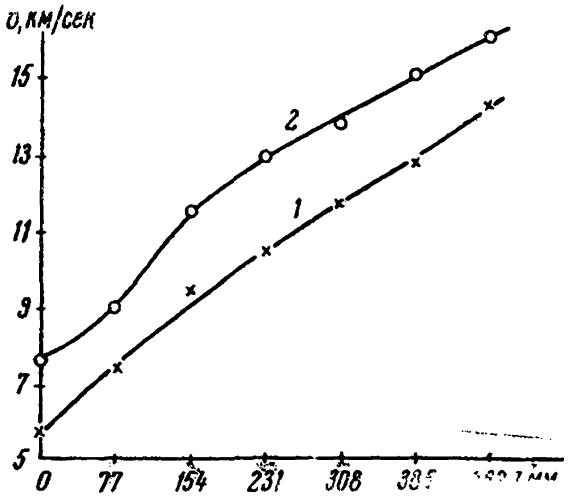


Рис. 49. Изменение скорости распространения фронта свечения вдоль ЭРУТ (вариант II; $C=1950$ *мкф*, $p=7\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст.): *1* — $U=2$ *кв*; *2* — 4 *кв*

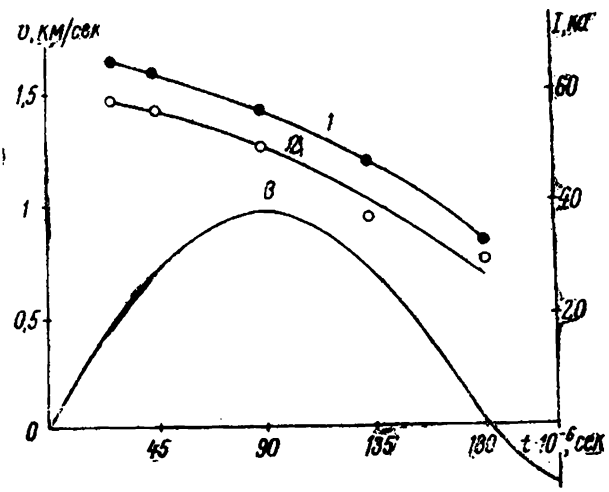


Рис. 50. Изменение скорости истечения плазменного потока во времени ($C=1950$ *мкф*): *1* — $U=4$ *кв*; *2* — 2 *кв*; *3* — осциллограмма ($U=3$ *кв*)

даться непрерывно вслед за образованием скачка уплотнения и мест сжатия, что и обнаруживается в экспериментах (см. рис. 46, *а, б*). Более резкое возрастание скорости фронта свечения на кривой *1* (рис. 49) связано с тем, что в этих условиях при увеличении перепада давления с повышением разрядного напряжения намечается тенденция к образованию ударной волны в плазменном потоке наряду с существованием периодической структуры. При увеличении ширины кольцевого электрода возрастает скорость как фронта свечения, так и плазменного потока (см. табл. 6). Аналогичное явление наблюдалось автором работы [6]. Возрастание скорости, вероятно, связано с увеличением давления в разрядной камере.

В случае, когда в ЭРУТ центральным электродом служит стержень, волновые процессы, протекающие в плазменном потоке, никакого влияния на скорость распространения переднего фронта свечения не оказывают. Скорость истечения плазменного потока из разрядного устройства уменьшается со временем и не следует за током (рис. 50). Максимальная скорость, наблюдаемая в начале истечения, соизмерима со скоростью распространения переднего фронта свечения. Такой ход скорости, вероятно, связан, как и в случае импульсного плазменного ускорителя [2], с увеличением по мере развития разряда количества поступающих из центрального электрода паров.

Характер взаимодействия сверхзвукового плазменного потока с отраженным фронтом свечения. Обнаруживается своеобразный характер взаимодействия сверхзвукового плазменного потока, обладающего сложной структурой, с отраженным фронтом свечения. Как на фоторазвертках, так и на отдельных кадрах развития процесса в разрядной ударной трубке (см. рис. 46, 47, 51) видно, что отраженный фронт при встрече с набегающим потоком значительно искажается. При этом плазменный поток, пронизывая отраженный фронт свечения, достигает торца трубки и отражается. Характер взаимодействия зависит от того, на какое сечение набегающего потока наталкивается отраженный фронт свечения, что связано со структурой потока и длиной его пути. В тех случаях, когда в плазменном потоке образуется ударная волна и отраженный фронт наталкивается на плазменный поток в виде конуса, сечение которого меньше сечения трубки, образуется характерное искажение фронта свечения (рис. 51). В начальный момент времени процесса, когда сечение конуса почти равно сечению трубки, этого не обнаруживается.

При вхождении потока в область отражения в нем образуется скачок уплотнения, который хорошо виден на отдельных кинокадрах процесса (рис. 51, *а*). Удаление скачка уплотнения от торца трубки со временем изменяется соответственно увеличению области отражения. При дальнейшем движении плазменный поток после скачка уплотнения достигает торца трубки и отражается, что приводит к увеличению интенсивности свечения.

На фоторазвертке мы видим как бы раздвоение отраженного фронта свечения: впереди слабосветящийся фронт, а за ним резкий сильносветящийся (рис. 51, *б*). Передний фронт — это пристеночный отраженный фронт свечения, движению которого плазменный поток не препятствует. Второй, сильносветящийся фронт есть отражение фронта плазменного потока, распространяющегося в области отражения. В начальный момент он совпадает со скачком уплотнения, затем затухает,

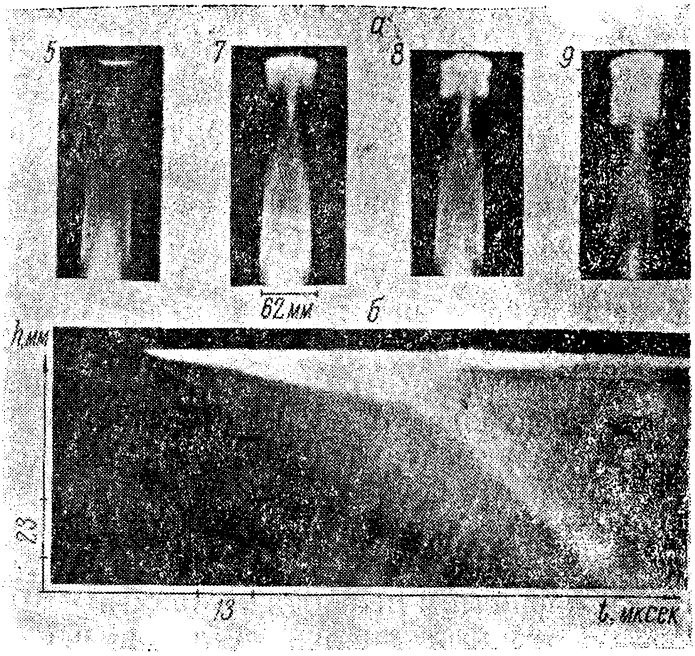


Рис. 51. Скоростные снимки процесса свечения в ЭРУТ (вариант I; цилиндрическое разрядное устройство; $U=5$ *кв*, $C=32$ *мкф*, $p=5\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст.): *а* — отдельные кадры развития процесса (частота съемки 250 000 *кадр/сек*; *5*, *7*... — порядок следования кадров); *б* — фоторазвертка процесса в области отражения

а скачок уплотнения остается. Взаимодействие плазменного потока с отраженной ударной волной в обычной ЭМУТ рассматривалось в работе [7], где наблюдался распад отраженной ударной волны на две волны, одна из которых отражается от границы, вторая движется внутрь плазменного потока.

Обращает на себя внимание структурный характер свечения в области отражения (см. рис. 46, *б*). На фоторазвертке видны периодически чередующиеся полосы увеличения и ослабления свечения. По всей вероятности, мы имеем периодическую структуру, образующуюся в сверхзвуковом плазменном потоке при распространении его в области отражения. Можно предположить следующую картину течения. При вхождении плазменного потока с диаметром, меньшим диаметра трубы, в область отражения как бы создается цилиндрическое сопло, из которого происходит истечение в область отражения с давлением большим, чем в падающем плазменном потоке. Мы имеем случай истечения в среду с противодавлением, аналогичный истечению из сопла в газовой динамике при давлении во внешней среде, большем давления на выходе из сопла (см. п. 1 гл. III). В нашем случае разность давления невелика и в потоке образуется периодическая структура.

4. ИЗУЧЕНИЕ ПРИРОДЫ СВЕЧЕНИЯ В ЭЛЕКТРОДНОЙ РАЗРЯДНОЙ УДАРНОЙ ТРУБЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

Спектроскопические исследования. Волновые процессы, протекающие в ЭРУТ, обусловливают ряд особенностей в картине течения. Они оказывают свое влияние на характер свечения. Прежде всего необходимо было выяснить, насколько плазма, распространяющаяся в трубке, отлична от плазмы, образующейся в разрядной камере. Поэтому были проведены одновременно спектроскопические исследования плазмы внутри разрядной камеры, вне ее на некотором удалении от кольцевого электрода и в области отражения с торца трубки. Техника эксперимента и конструктивные особенности трубки, позволившие проводить исследования одновременно в различных областях трубки, показаны на рис. 43, *а*. Исследования проводились в условиях, когда фронт ударной волны совпадает с фронтом разрядной плазмы.

Качественный анализ спектров испускания показывает, что плазма по своему составу в разрядной камере и вне ее существенно не отличается. Это дает основание сделать заключение, что плазма своим происхождением обязана разряду, как и в обычных ЭМУТ [8] (см. гл. I). Однако из собственно разрядной плазмы следует выделить плазму эрозионного типа, обусловленную эрозией электродов при разряде (FeI, CrI, TiI, NiI) и испарением материала стенок разрядной камеры и трубки при воздействии плазмы (OII, CII, $H_{\alpha,\beta,\gamma}$, CaII, BaII, NaI). Газоразрядная плазма в наших условиях не обнаруживается (рабочий газ — воздух). Наличие линий OII и отсутствие интенсивных линий азота свидетельствуют о том, что поставщик линий OII не воздух, а материал разрядной камеры (органическое стекло). Ударно нагретая плазма также не обнаруживается, видимо, вследствие ее очень слабого свечения.

По своему характеру спектры испускания, снятые в разрядной камере, на удалении 155 *мм* от кольцевого электрода и в области отражения несколько различны. Спектры испускания плазмы в разрядной камере и в области отражения по интенсивности и уширению спектральных линий почти одинаковы; наблюдается довольно интенсивный сплошной спектр и сильное уширение спектральных линий. С увеличением разрядного напряжения сплошной спектр усиливается, а относительная интенсивность линейчатого падает. На удалении 155 *мм* от кольцевого электрода (зона второго разрежения) спектр испускания плазменного потока очень слабый, сплошной спектр отсутствует, уширение линий уменьшается, из спектральных линий OII обнаруживаются самые интенсивные,

появляются спектральные линии элементов, входящих в состав стенок трубки (BaII, NaI), а также молекулярные полосы CN и C_2.

Полученные спектры были подвергнуты тщательному анализу с целью их использования для диагностики плазмы. Наличие линий бальмеровской серии в спектрах испускания в различных областях трубы позволило определять концентрации заряженных частиц по смещению границы серии [9] и по уширению линии H_β [10]. В спектрах испускания наблюдаются сильно уширенные линии CII, из которых наиболее изолированной оказалась линия $\lambda = 4267$ Å. Для этой линии были произведены оценки различных типов взаимодействия, приводящих к ее уширению. Оценки показали, что уширение линии 4267 Å обусловлено в основном квадратичным эффектом Штарка. Это подтверждается асимметрией уширения этой линии в коротковолновую область спектра.

По смещению границы серии оценки концентраций заряженных частиц можно было производить во всех исследуемых областях разрядной ударной трубы. При этом использовалась формула Инглиса—Теллера [9], которая была уточнена Гримом [10]. По уширению линии H_β надежные измерения можно было провести только в плазменном потоке вне разрядного объема. В разрядном объеме и в области отражения H_β настолько уширяется, что сливается с фоном. Измерение концентрации заряженных частиц в этих областях производилось по уширению линии CII 4267 Å. Точность измерения при этом составляла $\sim 30\%$. Оценка температуры плазмы, произведенная по температурным максимумам интенсивностей линий CII и OII, составляет $\sim 35\,000$ °K.

Для выяснения отличия образующейся плазмы в различных областях трубки достаточно было интегральных во времени измерений, так как был зарегистрирован один вид плазмообразования (эрозионная плазма), а по разрешенным во времени спектрам был получен временной ход концентрации заряженных частиц лишь эрозионной плазмы. Полученные интегральные во времени концентрации заряженных частиц приведены в табл. 7. При увеличении разрядного напряжения концентрация заряженных частиц в разрядном объеме и в области отражения заметно возрастает (см. по CII 4267 Å). Возрастание на удалении 155 *мм* от кольцевого электрода выражено слабее, что связано с образующейся периодической структурой в плазменном потоке, которая изменяется с напряжением. Помимо интегральных во времени измерений концентрации заряженных частиц в плазме, образующейся в разрядном объеме, были проведены временные. Они характеризуют собой ход концентрации за время первого полупериода разряда. Например, для $U = 4$ *кв*, $C = 1950$ *мкф*, $p = 7\times$

Таблица 7. **Концентрация заряженных частиц в плазме в различных областях ЭРУТ в зависимости от разрядного напряжения ($C = 1950$ *мкф*, $p = 7 \cdot 10^{-2}$ *мм* рт. ст.)**

Напряжение, *кв*	Область разрядной трубки	Исчезающая линия	Концентрация, $см^{-3}$	H_β		CII 4267 Å	
				полуширина, Å	концентрация, $см^{-3}$	полуширина, Å	концентрация, $см^{-3}$
2	Разрядный объем	H_γ	$2{,}5 \cdot 10^{17}$	—	—	2,5	$1{,}7 \cdot 10^{17}$
	Торец	H_γ	$2{,}5 \cdot 10^{17}$	—	—	6,2	$3{,}0 \cdot 10^{17}$
	Удаление 155 *мм*	H_ε	$1{,}8 \cdot 10^{16}$	19	$1{,}5 \cdot 10^{16}$	—	—
3	Разрядный объем	H_γ	$2{,}5 \cdot 10^{17}$	—	—	4	$2{,}4 \cdot 10^{17}$
	Торец	H_γ	$2{,}5 \cdot 10^{17}$	—	—	10	$6{,}5 \cdot 10^{17}$
	Удаление 155 *мм*	H_δ	$5{,}6 \cdot 10^{16}$	27	$1{,}5 \cdot 10^{17}$	—	—
4	Разрядный объем	H_γ	$2{,}5 \cdot 10^{17}$	—	—	7	$3{,}6 \cdot 10^{17}$
	Торец	H_β	$1{,}2 \cdot 10^{18}$	—	—	17	$9{,}0 \cdot 10^{17}$
	Удаление 155 *мм*	H_δ	$5{,}6 \cdot 10^{16}$	40	$1{,}5 \cdot 10^{17}$	—	—

$\times 10^{-2}$ *мм* рт. ст. концентрация в начальный момент составляет $5{,}9 \cdot 10^{17}$, в максимуме — $9{,}0 \cdot 10^{17}$ и в конце — $4{,}7 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$.

Определение электронной концентрации в области расширения сверхзвукового плазменного потока. Волновые процессы, протекающие в сверхзвуковом плазменном потоке, могут приводить к снижению плотности плазмы. В некоторых случаях она настолько снижается (в области расширения), что применение спектроскопических методов становится затруднительным. В этих условиях целесообразно использовать СВЧ методы.

Для определения концентрации электронов в области расширения между кольцевым электродом и скачком уплотнения был применен метод одновременного радиозондирования несколькими частотами [11]. С целью получения большего пространственного разрешения производилась фокусировка радиолучей. Так как плазменный поток имеет цилиндрическую симметрию, целесообразно было воспользоваться рефлекторными фокусирующими антеннами типа рупор—эллиптический отражатель [12].

В работе использовались генераторы Г3-14А (ГС-624 М), ГО-27 (ГС-627) и ГСС-115, которые перекрывали диапазон частот от 7400 до 16700 *Мгц* и работали в режиме непрерывной генерации. Система была настроена на частоты 7440, 12625, 16680 *Мгц*.

СВЧ зондирование плазменного потока производилось на расстоянии 12 *см* от среза кольцевого электрода, т. е. перед ударной волной, образующейся в потоке. Начальное давление воздуха в трубке было $5 \cdot 10^{-2}$ *мм* рт. ст. Параметры разряда: $U = 2{,}5$ *кв*, $C = 150$ *мкф*. Скорость фронта свечения у среза кольцевого электрода равна 8 *км/сек*, а на расстоянии, соответствующем скачку уплотнения, — 14 *км/сек*. Концентрация электронов, измеренная в указанной области, составила $(0{,}7—2) \cdot 10^{12}$ *см*$^{-3}$. В других местах потока концентрации заряженных частиц настолько велики, что наблюдается полное поглощение для сигналов всех частот. Резкое уменьшение концентрации заряженных частиц в пространстве между кольцевым электродом и ударной волной, образующейся в потоке, указывает на то, что по выходе из разрядного устройства плазменный поток очень расширяется, вследствие чего и происходит резкое уменьшение плотности плазмы в потоке.

Глава V ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭРОЗИОННОГО ТИПА

В настоящее время существует довольно большое количество различных типов импульсных плазменных ускорителей (ИПУ). Они различаются как геометрией разрядного устройства, которая определяет механизм ускорения плазмы, состоянием рабочего вещества и способом его подачи в разрядный промежуток, так и своим назначением (см. п. 4 гл. I). Среди ИПУ особое место занимают ускорители эрозионного типа. Основное свойство, которое отличает их от ускорителей с газообразным рабочим телом и объединяет в один класс ускорителей так называемого эрозионного типа, заключается в том, что разряд сам воспроизводит среду, в которой горит. В одних случаях вследствие больших тепловых мощностей, вводимых в электроды при разряде, происходит их бурное испарение и разряд практически горит в парах материала электродов [1—3]. В других случаях средой, в которой горит разряд, являются в основном пары диэлектрических вставок, контактирующих с электродами [4—17]. Это могут быть как электродинамические, так и электротермические ускорители. Несмотря на различия в механизмах ускорения, они имеют ряд общих свойств, связанных с эрозионными процессами и лежащих в основе их работы. Однако до последнего времени об этих свойствах и самих эрозионных процессах было известно очень мало. В большей части работ лишь констатировался факт образования эрозионной плазмы и основное внимание было уделено исследованию особенностей ее ускорения и определению интегральных параметров плазменных сгустков [4—8, 10, 12]. Правда, в настоящее время пока еще невозможно описать полную картину физических процессов, протекающих в разрядных устройствах и плазменных сгустках, для всех видов эрозионных ИПУ. С этой целью необходимы дальнейшие систе-

матические исследования как общих закономерностей, лежащих в основе рабочего процесса эрозионных ускорителей, так и отдельных специфических сторон каждого вида ускорителей. Далее в основном на примерах цилиндрической и конической моделей ИПУ будут рассмотрены некоторые общие закономерности, присущие эрозионному классу ускорителей, и описаны свойства генерируемых ими эрозионных плазменных сгустков [9, 11, 14].

1. ОПИСАНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ, ТЕХНИКИ И МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РАЗРЯДНОЙ ЦЕПИ

Экспериментальные исследования проводились с коническим и цилиндрическим ускорителями. Конструктивно конический ИПУ представляет собой разрядное устройство, ничем не отличающееся от описанного в п. 1 гл. IV. Диаметр стержневого электрода 4 *мм*, внешний диаметр полого электрода 20 *мм*, внутренний диаметр кольцевого 36 *мм*. Угол раствора конуса 30°, а высота 50 *мм*.

При исследовании работы ускорителя использовалась конденсаторная батарея, состоящая из 13 конденсаторов типа ИМ-5-150 с общей емкостью 1950 *мкф*. Рабочее напряжение изменялось от 0,5 до 4 *кв*. Когда центральным электродом являлся полый цилиндр, индуктивность разрядной цепи составляла $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ *гн*, длительность полупериода разряда $\frac{T}{2} = 180$ *мксек*. В первом полупериоде разрядный ток $I = 38$ *ка* (при $U = 2$ *кв*), крутизна нарастания тока $\frac{dI}{dt} = 3 \cdot 10^8$ *а/сек*.

Во втором варианте исследования проводились с ИПУ цилиндрической геометрии, близкой к описанной в работах [13, 16]. На рис. 52, *а* дано схематическое изображение такого ускорителя. В качестве плазмообразующего рабочего тела использовались фторопласт и плексиглас. Разрядная камера, изготовленная из этих диэлектриков, имела внутренний диаметр 20 *мм* и длину 80, 100 *мм*. В одних случаях в качестве центрального электрода, как и в коническом ИПУ, применялся полый цилиндр с внешним диаметром 20 *мм*, в других — стержень с диаметром 3 *мм*. Электроды были медные. В зависимости от того, какой из указанных электродов был центральным, другой в это время выполнял роль поджигающего. Когда в качестве центрального электрода использовался полый цилиндр, внутренняя поверхность разрядной камеры находилась в непосредственном контакте с электродами. Для исследова-

ния процессов внутри разрядной камеры на обратном токопроводе были прорезаны две симметричные узкие щели.

В качестве накопителя энергии использовалась конденсаторная батарея емкостью 24 *мкф*, состоящая из 48 конденсаторов типа К-74-И2. Рабочее напряжение изменялось от 3 до 8 *кв*. В случае, когда в качестве центрального электрода использовался полый цилиндр, индуктивность разрядной цепи $L = 1{,}2 \cdot 10^{-7}$ *гн*. Длительность полупериода разряда $T/2 = 5$ *мксек*; разрядный ток в первом полупериоде $I = 50$ *ка* ($U = 5$ *кв*); $\frac{dI}{dt} \sim$ $\sim 3 \cdot 10^9$ *а/сек*. Поджиг осуществлялся подачей высоковольтного импульса от пульта управления СФР или от специального поджигающего устройства. Все исследования проводились в режиме единичных импульсов.

ИПУ помещался в металлическую вакуумную камеру, изготовленную из нержавеющей стали. Сбоку камеры и на ее торце имелись фланцы с оптическими окнами из плексигласа или кварца для проведения оптических и спектроскопических измерений (рис. 52, *б*). Вакуумная система обеспечивала в промежутке между разрядами давление в вакуумной камере $\sim 10^{-5}$ *мм* рт. ст.

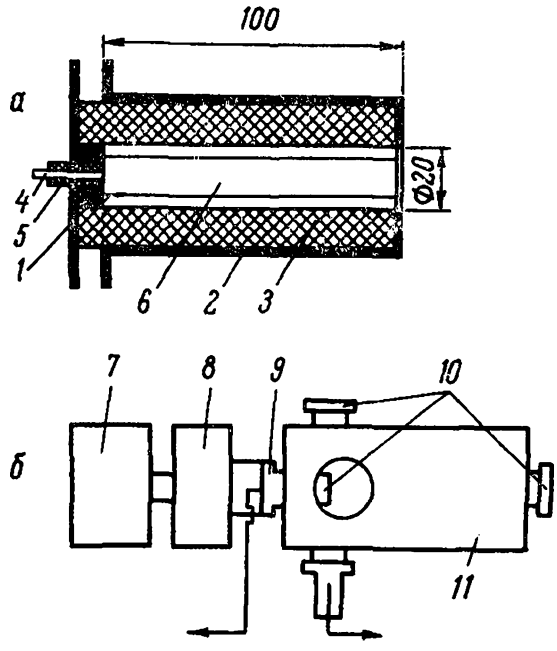


Рис. 52. Схематическое изображение ИПУ (*а*) и экспериментальной установки (*б*): *1* — центральный полый электрод; *2* — кольцевой электрод; *3* — диэлектрическая вставка; *4* — центральный стержневой электрод; *5* — изоляционная втулка; *6* — продольное окно; *7* — выпрямитель; *8* — емкостный накопитель; *9* — цилиндрическое разрядное устройство; *10* — оптические окна; *11* — вакуумная камера

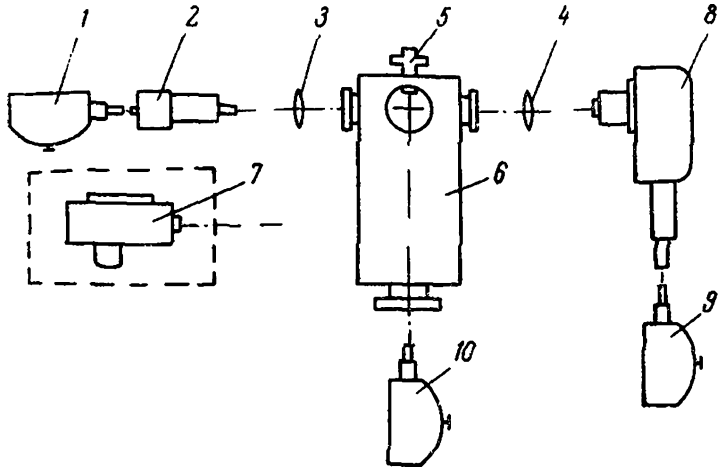


Рис. 53. Схема расположения приборов: *1* — ЖФР-1; *2* — спектральная приставка СП-78; *3, 4* — объективы; *5* — ИПУ; *6* — вакуумная камера; *7* — *ЖФР-2*; *8* — спектрограф *ИСП-51*; *9, 10* — *СФР-2М*

Исследования плазменных образований проводились методами высокоскоростной фото- и спектрографии. Схема расположения приборов приведена на рис. 53. Непрерывная фотографическая *регистрация плазменной струи производилась* при поперечной и продольной фокусировке ее с помощью фоторегистраторов ЖФР-1 и ЖФР-2. Для изучения динамики развития разряда и формирования *плазменной струи* осуществлялось кинематографирование с частотой съемки 375 000 *кадр/сек*.

Интегральные во времени спектры плазмы фотографировались на пластинках «Панхром» чувствительностью 90 ед. ГОСТ спектрографом ИСП-51 с камерой $F = 270$ *мм* при продольной и поперечной фокусировке струи на щель спектрографа. В ультрафиолетовой области спектры фотографировались спектрографом ИСП-30 на пластинках «Спектр.» тип II. В случаях необходимости проводилось гетерохромное фотометрирование. Аппаратное уширение для различных длин волн определялось экспериментально по узким линиям в спектре испускания газоразрядной трубки, наполненной водородом.

С целью изучения временного изменения спектра плазменной струи по ее сечению производилась высокоскоростная спектральная киносъемка. Для этого использовалась комбинация спектрографа ИСП-51 с высокоскоростной кинокамерой СФР-Л (см. п. 4 гл. II). Осуществлялась также непрерывная спектрографическая регистрация плазменной струи. В качестве спектрального прибора использовалась приставка СП-78. Спектры регистрировались на высокочувствительную пленку «Панхром» тип 10-1000 Н и Дк.

Производилась также фотоэлектрическая регистрация спектральных линий. Фотоэлектрическая приставка к спектрографу ИСП-51 позволяла регистрировать одновременно две линии на осциллографе ОК-17М либо одну линию и ток разряда.

Для оценки вкладываемой в разряд энергии снимались синхронно осциллограммы тока и напряжения. Токи разряда измерялись с помощью калиброванного пояса Роговского. Падение напряжения в разрядном промежутке снималось емкостно-омическим делителем. Типичные осциллограммы приведены на рис. 54. Из осциллограмм тока и напряжения путем графического интегрирования была вычислена величина вкладываемой в разряд энергии. Она составляет в среднем 65% в первом варианте, 85% во втором варианте от запасаемой энергии в конденсаторной батарее.

По осциллограммам и фоторазверткам процесса свечения можно установить, что в зависимости от того, какой из электродов (полый или стержневой) является центральным, изменяются параметры разряда. В случае разряда со стержневым центральным электродом амплитуда разрядного тока уменьшается, а период его возрастает (рис. 54). В коническом ИПУ в этом случае разрядный ток приближается к апериодическому. Это, вероятно, связано с изменением активного сопротивления разрядного канала. Действительно, используя синхронные осциллограммы тока и напряжения или вольт-амперную характеристику, можно было оценить эквивалентное эффективное сопротивление плазмы, состоящее из омической и индуктивной компонент. Оно в коническом ИПУ со стержневым центральным электродом составило $(3{,}5 \div 4) \cdot 10^{-2}$ *ом*, а с полым $(2{,}5 \div 2) \cdot 10^{-2}$ *ом*. В цилиндрическом ИПУ сопротивление плазмы незначительно отличается от сопротивления в коническом ускорителе и составляет соответственно $(4 \div 4{,}3) \cdot 10^{-2}$ и $(1{,}7 \div 2) \cdot 10^{-2}$ *ом*. Эти оценки показывают, что с полым центральным электродом в исследуемых ИПУ эффективное сопротивление плазмы (скорее всего его индуктивная компонента) меньше по сравнению с сопротивлением при стержневом центральном электроде, что может быть связано с растеканием канала разряда по поверхности диэлектрической вставки (поверхностный разряд).

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА И КИНЕТИКИ ИСТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ

Высокоскоростная фотографическая регистрация процесса свечения внутри разрядных устройств ИПУ показывает, что после поджига разряд сосредоточивается в основном у стенок диэлектрической вставки. Сразу же начинается интенсивное

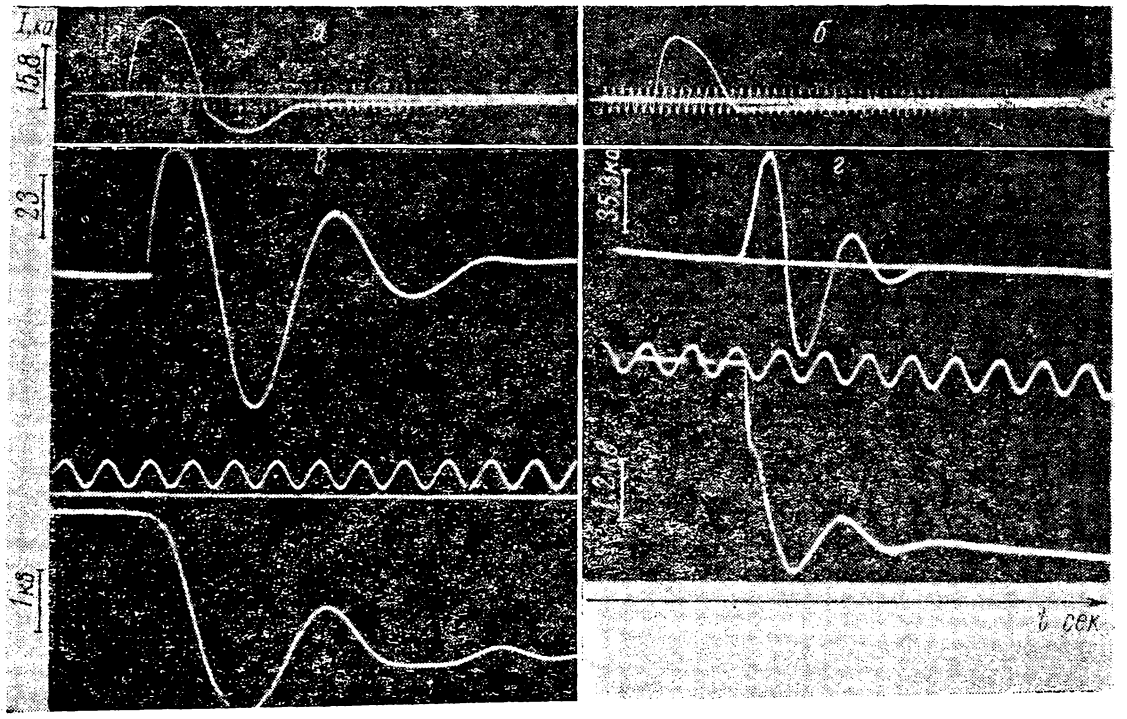
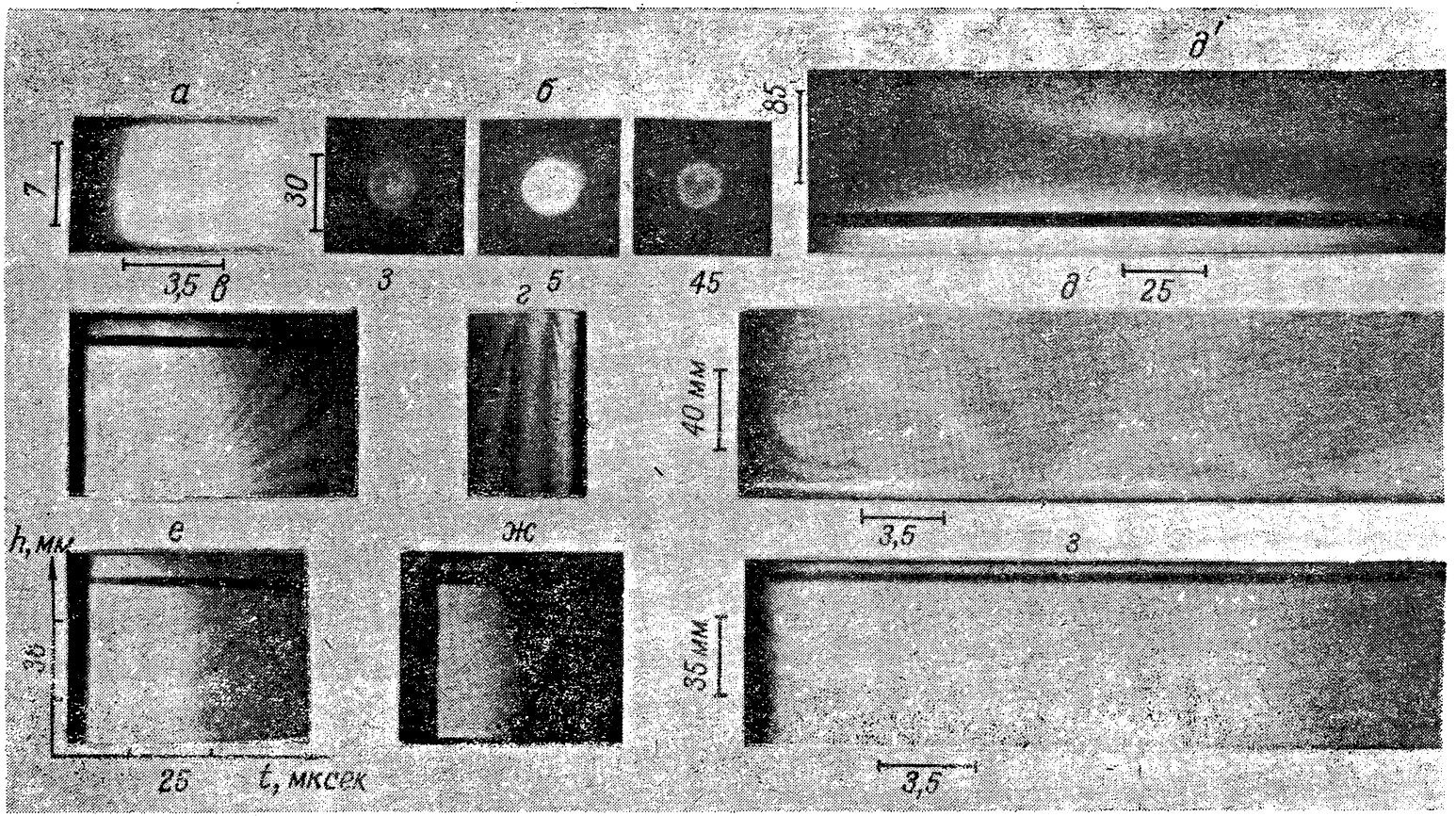


Рис. 54. Осциллограммы разряда в ИПУ конической (*а*, *б*) и цилиндрической (*в*, *г*) геометрии: *а*, *в* — стержневой центральный электрод ($U=1$ *кв*); *б*, *г* — полый ($U=5$ *кв*) (для конического ИПУ $f=50$ *кгц*; для цилиндрического — 200 *кгц*)


а
б
д'
7
30
85
3,5
в
3
г
5
45
д
25
е
ж
40 мм
3,5
h, мм
з
36
35 мм
25
t, мксек
3,5

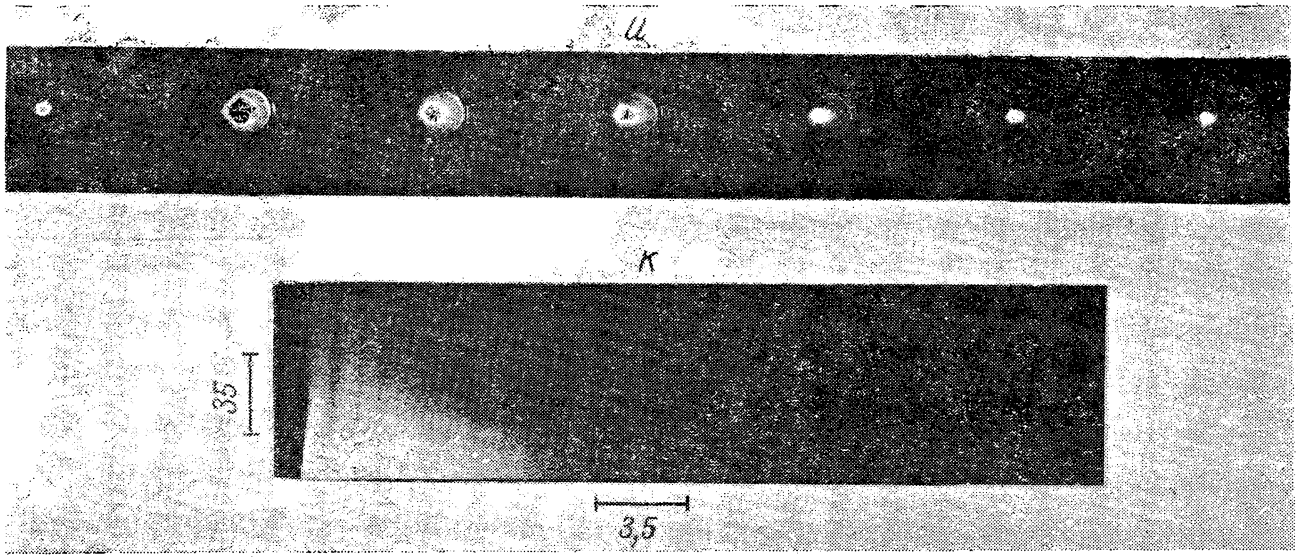


Рис. 55. Типичные снимки высокоскоростной фотографической регистрации процесса свечения в ИПУ ($C=24$ *мкф*): *а* — поперечная фоторазвертка процесса свечения внутри разрядного устройства ($U=5$ *кв*); *б* — кинокадры процесса свечения с торца разрядного устройства с полым центральным электродом ($U=5$ *кв*; *3, 5, 45*—порядок следования кадров, частота съемки 500 000 *кадр/сек*); *в, г, д, д'* — продольные фоторазвертки процесса свечения внутри разрядного устройства со стержневым центральным электродом ($U=6$ *кв*); *е, ж, з* — то же, с полым центральным электродом ($U=6$ *кв*); *и* — кинокадры плазменной струи по выходе из разрядного устройства ($U=7$ *кв*; частота съемки 375 000 *кадр/сек*); *к* — продольная фоторазвертка плазменной струи ($U=7$ *кв*)

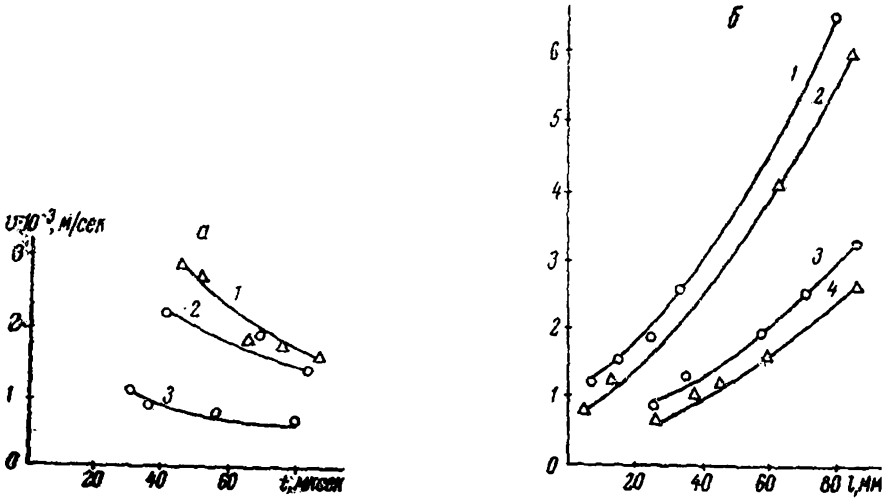


Рис. 56. Распределение скорости плазменных сгустков в ИПУ цилиндрической геометрии (*1, 2* — со стержневым; *3, 4* — с полым центральным электродом): *а* — во времени на расстоянии 30 *мм* от торца центрального электрода: *1, 3* — $U=7$ *кв*, *2* — 3; *б* — вдоль разрядного устройства для момента времени 60 *мксек* от начала разряда: *1, 3* — $U=7$ *кв*; *2, 4* — 5

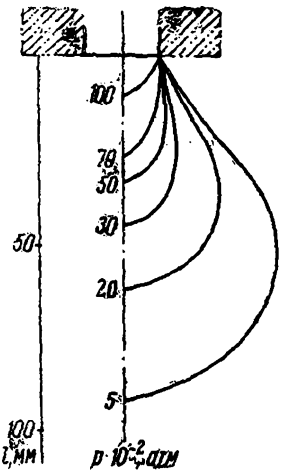


Рис. 57. Распределение давления в плазменной струе ($t=12$ *мксек* от начала разряда) [13]

поступление вещества со стенок, и разряд в течение 2—3 *мксек* охватывает все разрядное пространство (рис. 55, *а*—*в*). В дальнейшем динамика развития разряда несколько различна в зависимости от того, какой из электродов является центральным.

В случае разряда со стержневым центральным электродом на торце электрода формируется эрозионная плазменная струя, истекающая в первоначально образующуюся плазменную среду. Плазменная струя представляет собой недорасширенную сверхзвуковую струю. В ней в зависимости от соотношения давления в струе и окружающей плазменной среде образуется периодическая структура (рис. 55, *г, д*) либо скачок уплотнения (рис. 55, *д'*). При этом хорошо виден дискретный характер поступления вещества из центрального электрода (рис. 55, *в*).

Когда в качестве центрального электрода используется полый цилиндр, разряд протекает по поверхности контактирующей с электродами диэлектрической вставки. В этом случае поступление вещества в разряд идет в основном со стенок разрядной камеры, и электродная плазменная струя не образуется. На рис. 55, *е — з* ясно видно неравномерное поступление вещества со стенок диэлектрика в виде отдельных сгустков.

Движение плазменных микросгустков внутри разрядных устройств на фоторазвертках дает прерывистую структуру, что позволяет получить распределение скоростей отдельных сгустков во времени и пространстве. На рис. 56 представлены графики, показывающие ход изменения скорости этих сгустков для ИПУ цилиндрической геометрии. Как видно из рисунков, сгустки внутри разрядного устройства ускорителя со стержневым центральным электродом движутся с большими скоростями и приобретают значительное ускорение по сравнению со сгустками в ускорителе с полым центральным электродом. В этом случае плазмообразование идет в основном вследствие эрозии центрального электрода, и в процессах ускорения, по-видимому, преобладают электродинамические силы. Действительно, оценка магнитного давления на поверхности центрального электрода, произведенная по средней плотности тока, дает в зависимости от ее величины $50 \div 100$ *атм* и значительно превышает газокинетическое давление плазмы. В случае же полого центрального электрода преобладающую роль, как показывают оценки, играет газокинетическое давление, что согласуется с выводами работы [13]. Измеренная в работе [13] максимальная величина давления внутри камеры в области центрального электрода равна 3 *атм* (фторопластовая камера, $W_0 = 50$ *дж*). Она достигается на 8 *мксек* после максимального значения джоулевской мощности ($t \sim 5$ *мксек*). На рис. 57 приведены заимствованные из этой работы изобары, которые дают ясное представление о характере распределения давления в плазменной струе.

Образующаяся в результате разряда эрозионная плазма истекает в виде струи в вакуум. Сфазированная с током высокоскоростная фотографическая и спектрографическая регистрация свечения одновременно внутри разрядного устройства и по выходе из него показывает, что образование и истечение плазмы начинается практически одновременно с началом разрядного тока. По выходе из разрядного устройства (рис. 55, *и*) струя сильно расширяется и ярко светится лишь ядро струи.

Характерной особенностью истечения плазмы из ускорителя цилиндрической геометрии является то, что оно длится значительно дольше, чем сам разряд (рис. 55, *и, к*). При этом задержка в истечении увеличивается с возрастанием вклады-

ваемой в разряд энергии. Истекающая плазменная струя состоит как бы из двух струй: основной, которая формируется во время разряда, и дополнительной, истекающей в основном по прекращении разряда. В первый период истечения (основная струя), соответствующий длительности разрядного тока, не наблюдается резко выраженных периодических изменений в истечении, несмотря на колебательный характер разряда. Скорость истечения основной струи почти не изменяется в течение первых периодов разрядного тока и составляет ~ 18 *км/сек.* Во второй период истечения (дополнительная струя) скорость резко падает. Ее величина составляет $\sim 1 \div 2$ *км/сек.*

Отсутствие явно выраженных периодических изменений в характере истечения основной струи, а также почти постоянная скорость ее истечения свидетельствуют о приближении истечения к квазистационарному. Это связано с особенностями разряда. Так как разряд является поверхностным, то происходит интенсивное поступление вещества диэлектрика. Вследствие этого, вероятно, увеличивается инерционность плазмы и разрядные токи не успевают пинчеваться. В результате разряд приобретает относительно устойчивый характер. Геометрия разряда и тепловая инерция испарения приводят к тому, что в каждом предыдущем периоде разряда происходит как бы накопление некоторого количества паров, а затем их истечение в последующие моменты времени и по прекращении разряда. В течение разряда вновь поступающие пары вовлекаются основной струей, формирующейся в предыдущие моменты времени, т. е. пары как бы перемешиваются. На фоторазвертках хорошо прослеживается ускоренное движение отдельных плазменных сгустков (рис. 55, *в, е, к*). После прекращения разряда истекают пары, образующиеся во время разряда в нижней части ускоряющего устройства. На тепловую инерцию испарения указывают пристеночные светящиеся кольца, наблюдаемые на кинокадрах процесса свечения с торца разрядного устройства после прекращения тока (рис. 55, *б*).

3. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Качественный анализ спектров испускания эрозионной плазмы и пространственно-временное распределение интенсивностей спектральных линий. Качественный анализ спектров испускания плазмы, образующейся при работе рассматриваемых импульсных плазменных ускорителей, показывает, что ее состав определяется главным образом материалом стенок разрядной камеры — фторопластом или плексигласом. Наибо-

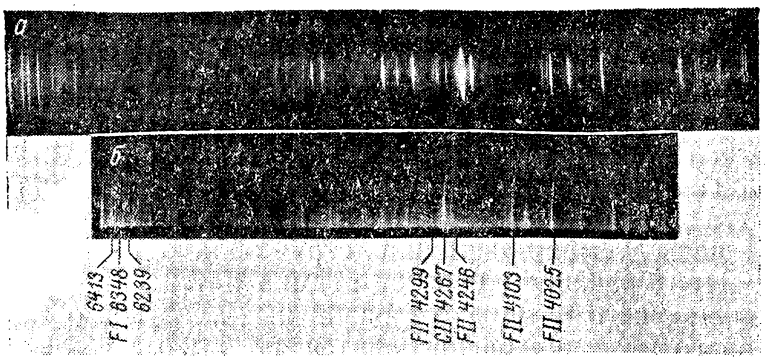


Рис. 58. Спектры испускания плазменной струи ($U=5$ *кв*, $p=2\cdot10^{-5}$ *мм* рт. ст.): *а* — поперечное сечение у выхода из разрядного устройства; *б* — вдоль плазменной струи

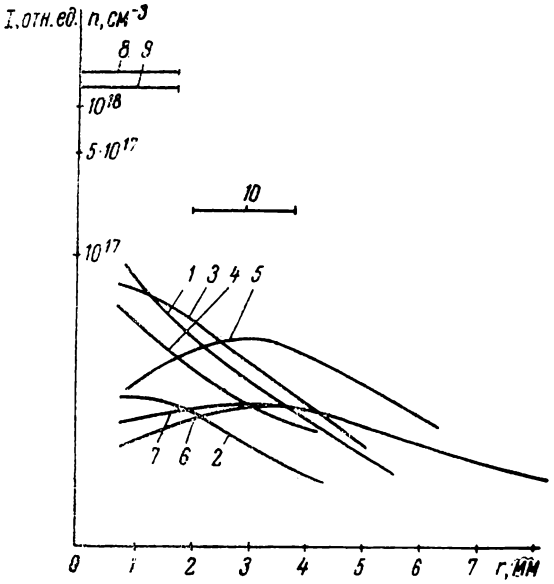


Рис. 59. Радиальное распределение интенсивностей линий (*1* — FII 4299 Å; *2* — FII 4109; *3* — FII 3847; *4* — FII 3850; *5* — CII 4267 Å; *6* — FI 6348 Å; *7* — FI 6239 Å) и концентрации заряженных частиц по линиям (*8* — FII 4299, 4119, 4117, 4109 Å; *9* — FII 3852, 3850, 3847 Å; *10* — CII 4267 Å)

лее интенсивными линиями в спектре являются линии ионов CII, FII, OII и атомов CI, FI и $H_{\alpha,\beta,\gamma}$. Типичные спектры испускания плазмы приведены на рис. 58. В центральных областях струи излучают ионы C^{2+} и F^{2+}, однако в исследуемой области спектра (2200—6800 Å) можно наблюдать только их наиболее интенсивные линии, потенциалы возбуждения которых не превышают 40 *эв*. Спектр испускания содержит также достаточно интенсивные полосы Свана молекулы C_2. Из спектральных линий элементов, входящих в состав электродов, наблюдаются лишь наиболее чувствительные линии CuI, CuII, FeI, CrI.

Области высвечивания различных компонент излучения можно выяснить, определяя локальные значения интенсивностей линий. Эта задача, как известно, для источника плазмы с осевой симметрией решается методом «поперечных снимков». Проектируя на щель спектрографа различные поперечные сечения плазменной струи и тщательно измеряя интенсивности линий в полученном спектре, можно было убедиться, что исследуемая плазменная струя обладает осевой симметрией. При указанном способе съемки интенсивность излучения, попадающего на щель от различных участков объема, заполненного плазмой, распределится по высоте щели определенным образом. Истинное радиальное распределение интенсивности можно найти, решая интегральное уравнение Абеля [18]. Вычисление радиального распределения интенсивностей ряда спектральных линий и кантов молекулярных полос в исследуемой плазменной струе проводилось с использованием данных работы [19], где табулированы коэффициенты пересчета. Отсутствие самопоглощения в линиях контролировалось с помощью оценки относительной интенсивности компонент мультиплета (например, для FI по триплету 6413, 6348, 6239 Å; для FII по триплету 4119, 4117, 4109 Å) и с помощью критерия, приведенного в работе [20].

На рис. 59 ($U=5$ *кв*, $p=2\cdot10^{-5}$ *мм* рт. ст.) приведены результаты расчета для сечения струи, отстоящего от ее основания на 3 *мм*, по интегральному во времени спектру. Максимумы интенсивностей большинства линий ионов фтора находятся ближе к оси струи, чем максимумы интенсивностей линий ионов углерода; в периферийных зонах струи высвечиваются линии меди, а максимумы кантов молекулярных полос находятся на краю струи. Для линий атома фтора не наблюдается резко выраженных максимумов, и их области высвечивания относительно большие. Радиальный пересчет интенсивностей спектральных линий для отдельных моментов времени производился по кинокадрам спектра струи, полученным с временным разрешением 1—2 *мксек*.

Фотографируя спектр плазменной струи при продольной фокусировке ее на щель спектрографа (см. рис. 58, *б*), можно было убедиться в том, что основной вклад в излучение плазмы дает ядро струи, которое имеет протяженность порядка 2 *см*. Линии ионов фтора в основном прекращают высвечиваться на расстоянии 6—9 *мм* от среза выходного сопла, линии ионов углерода — на 18 *мм*, а линии атома фтора — на 18÷21 *мм*.

Для изучения кинетики высвечивания отдельных спектральных линий проводили их фотоэлектрическую и высокоскоростную фотографическую регистрацию. При этом на входную щель спектрометра и спектрохронографа проектировались различные сечения (области) плазмообразований внутри разряд-

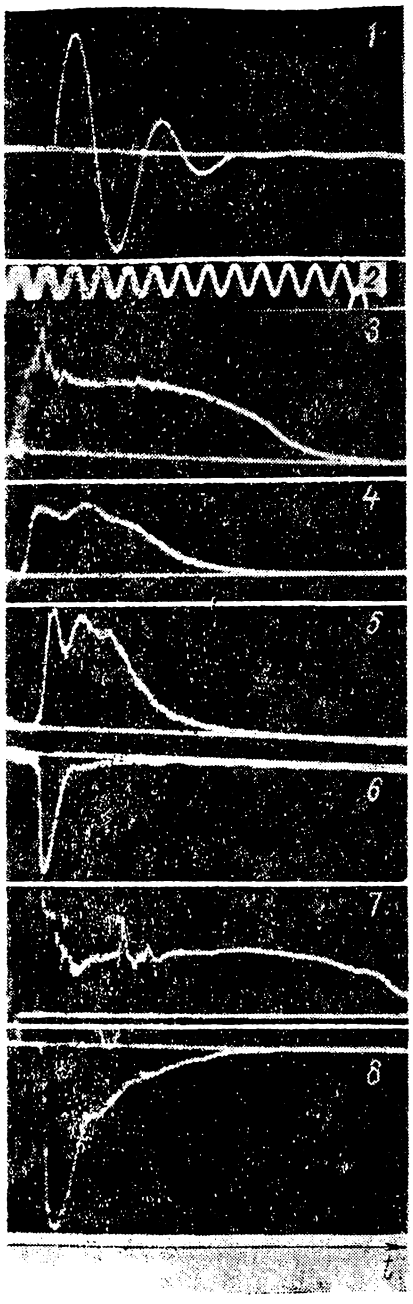
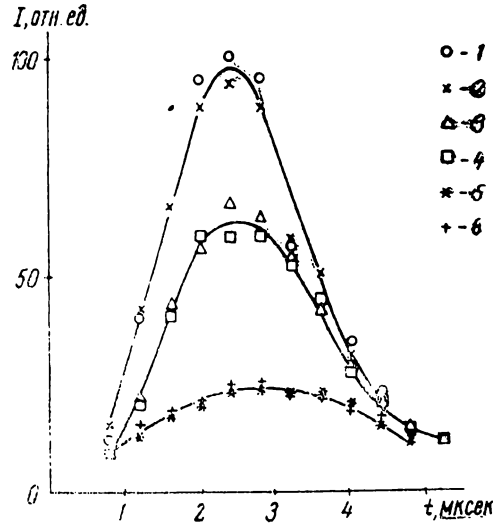


Рис. 60. Осциллограммы свечения отдельных компонент плазмы: *1* — ток разряда (U=5 *кв*); *2* — калибровочный сигнал; $f=2\cdot10^5$ *гц*; *3* — CuII 4663 Å; *4* — CuI 5218 Å; *5* — FI 6239 Å; *6* — FII 4025 Å; *7* — H_β 4861 Å; *8* — CII 4267 Å

Рис. 61. Временный ход интенсивностей линий иона FII 4103 (*1, 3, 5*) и 4025 Å (*2, 4, 6*) при различных напряжениях: *1, 2* — 7 *кв*; *3, 4* — 5; *5, 6* — 3 *кв*



ного устройства (плексигласовая камера) и по выходе из него. Временное изменение интенсивности отдельных спектральных линий регистрировалось одновременно с разрядным током. Как показывают осциллограммы, для всех линий нейтральных атомов и для некоторых линий ионов характерно их высвечивание и после прекращения тока (рис. 60). Другой особенностью является отсутствие явно выраженной периодич-

ности в свечении линий, соответствующей колебательному характеру разряда. Линии ионов возбуждаются в начальной стадии разряда, и их свечение длится более короткое время по сравнению с линиями атомов. Например, для линий FII, CII, OII высвечивание продолжается около 5—6 *мксек* и относится к ранним стадиям разряда. Эффективное высвечивание линий атомов, как правило, продолжается дольше (25—35 *мксек*) и относится к моменту времени, когда интенсивность линий ионов существенно падает.

Определение температуры и концентрации заряженных частиц плазменных образований. Количественные спектроскопические исследования плазменных образований были проведены для ИПУ с фторопластовым рабочим телом. Полученные данные относятся к ускорителю с полым центральным электродом (длина разрядной камеры 100 *мм* и внутренний диаметр 20 *мм*). Температура плазмы оценивалась по максимумам интенсивностей спектральных линий FII, CII, FI в предположении локального термического равновесия. Результаты вычислений T_{max} приведены в табл. 8.

По интегральным во времени спектрам, используя относительные интенсивности линий FII 4103 и 4025 Å, можно было определить температуру возбуждения, которая в данных условиях ($n_e \sim 10^{18}$ *см*$^{-3}$) должна характеризовать электронную температуру. При напряжении 5 *кв* температура возбуждения оказалась равной $57\,000 \pm 14\,000$ °К *. Полученное значение температуры является оценочным (предельным значением измерения температуры по относительной интенсивности указанных линий является $T_{max} \sim 40\,000 \div 45\,000$ °К).

Измеряя относительную интенсивность линий FII 4103 и 4025 Å во времени, можно получить временной ход температуры возбуждения. Температура оказалась постоянной в течение всего времени высвечивания линий FII (~ 5 *мксек*) и равной $57\,000 \pm 14\,000$ °К. Температура почти не изменяется при увеличении рабочего напряжения от 3 до 7 *кв*. Однако с повышением рабочего напряжения наблюдается рост интенсивностей указанных линий FII (рис. 61), что, вероятно, связано с увеличением концентрации ионов.

Одновременность высвечивания используемых линий FII и постоянство температуры возбуждения в начальной стадии разряда дает возможность ограничиться измерением температуры по интегральным спектрам. Действительно, температуры, измеряемые по интегральным и по разрешенным во времени спектрам, совпадают. Из распределения интенсивностей линий FII и CII во времени следует, что соответствующие их зонам высвечивания температуры (см. табл. 8), найденные по линиям ионов, относятся к начальной стадии истечения (до

* Относительная ошибка измерения определялась согласно работе [21].

Таблица 8. **Параметры плазменной струи**

Параметр	F II 4299,2; 4119,2; 4116,5; 4109,2 Å	F II 3851,7; 3850; 3847,1 Å	C II 4267 Å	FI 6348,5; 6239,6 Å
n_e, $см^{-3}$	$(1,8 \pm 0,7) \cdot 10^{18}$	$(1,4 \pm 0,6) \cdot 10^{18}$	$(3,2 \pm 1,3) \cdot 10^{17}$	$(9 \pm 4) \cdot 10^{17}$
T, °K	45000	40000	35000	25000

Таблица 9. **Концентрация заряженных частиц по уширению линий, $см^{-3}$**

Расстояние от поверхности кольцевого электрода, *мм*	F II 4299,2; 4119,2; 4116,5; 4109,2 Å		F II 3851,7; 3850; 3847,1 Å		C II 4267 Å	
	5 *кв*	3 *кв*	5 *кв*	3 *кв*	5 *кв*	3 *кв*
У поверхности	$(2,4 \pm 1) \cdot 10^{18}$	$(1,1 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$	$(1,4 \pm 0,6) \cdot 10^{18}$	$(8 \pm 3) \cdot 10^{17}$	—	$(1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{17}$
3	$(1,8 \pm 0,7) \cdot 10^{18}$	—	—	$(6 \pm 2) \cdot 10^{17}$	$(3,4 \pm 1) \cdot 10^{17}$	$(1,2 \pm 0,4) \cdot 10^{17}$
6	$(1,1 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$	—	$(6 \pm 2) \cdot 10^{17}$	$(5 \pm 2) \cdot 10^{17}$	$(1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{17}$	$(9,7 \pm 4) \cdot 10^{16}$
9	—	—	—	$(4,9 \pm 2) \cdot 10^{17}$	$(3,4 \pm 1) \cdot 10^{17}$	$(1 \pm 0,4) \cdot 10^{17}$
12	—	—	—	—	$(1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{17}$	$(3,5 \pm 1) \cdot 10^{16}$
15	—	—	—	—	$(8,8 \pm 3) \cdot 10^{16}$	$(2,8 \pm 1) \cdot 10^{16}$
18	—	—	—	—	$(5 \pm 1,6) \cdot 10^{16}$	—

5 *мксек*). Оценка температуры по максимуму функции эффективного возбуждения линии атома FI относится к более поздним стадиям разряда.

Концентрация заряженных частиц в плазменных образованиях определялась по уширению ряда линий FII, CII, FI, обусловленному квадратичным эффектом Штарка. Выделение штарковской ширины $\gamma_{шт}$ из экспериментально измеренной $\gamma_{экс}$ производилось с помощью таблиц, приведенных в работе [22], если допплеровское $\gamma_{доппл}$ и аппаратное $\gamma_{ап}$ уширения сравнимы со штарковским; в остальных случаях с хорошей точностью можно считать $\gamma_{шт}=\gamma_{экс}-(\gamma_{ап}+\gamma_{доппл})$. Результаты измерения концентраций в плазменном образовании на удалении 3 *мм* от поверхности кольцевого электрода по интегральным спектрам приведены также в табл. 8. Эти концентрации являются усредненными за время высвечивания соответствующих линий. Так как радиальный пересчет интенсивностей спектральных линий ионов FII и CII, произведенный по кинокадрам спектра струи, показал, что области их высвечивания, полученные по интегральным спектрам, соответствуют временам максимального высвечивания этих линий (2—3 *мксек* от начала истечения), то значения концентраций заряженных частиц, измеренные по этим линиям, относятся к указанному моменту времени. Полученные концентрации являются усредненными также по областям высвечивания спектральных линий и характеризуют соответствующие области. Линии FII высвечивают в основном в приосевых зонах плазменной струи (см. рис. 59), в то время как максимум интенсивности линии иона CII 4267 Å наблюдается на заметном удалении от оси ($\sim$3 *мм*). Линии FII высвечиваются в одних и тех же зонах и дают близкие значения концентраций. Значения концентрации заряженных частиц, полученные по линиям атома фтора в интегральном спектре (см. табл. 8), являются результатом усреднения по большому объему плазмы (толщина $\sim$20 *мм*) и в большом временном интервале ($\sim$20 *мксек*).

По разверткам спектра было получено временное изменение полуширины линии FI 6348 Å. Полуширина интегрального во времени контура оказалась меньше максимальной полуширины, соответствующей моменту максимальной во времени интенсивности ($\sim$10 *мксек* от начала истечения), на 35%. Подобное изменение полуширины должно наблюдаться и по радиусу, так как формирование интегрального во времени контура аналогично усреднению контуров по лучу зрения. Таким образом, в общем случае следует иметь в виду, что концентрации, полученные по интегральным контурам и характеризующие области высвечивания соответствующих линий в пространстве и времени, занижены по сравнению с максимальными локальными мгновенными значениями.

Значения концентраций заряженных частиц, полученные по интегральным спектрам вдоль плазменного образования для различных напряжений, даны в табл. 9. Наблюдается возрастание концентраций с увеличением напряжения. При 7 *кв* увеличивается интенсивность сплошного спектра, а используемые линии настолько уширяются, что произвести надежные измерения концентраций по ним не представляется возможным.

Отношение концентраций, измеренных по линиям FII при 5 и 3 *кв*, равно ~ 3, что согласуется с предположением о росте концентраций, сделанном на основании измерений интенсивностей линий FII. При 5 *кв* интенсивность линий FII, которые использовались для измерения температуры, выше интенсивности этих линий при 3 *кв* примерно в 2,6 раза, а относительно 7 *кв* меньше в 1,5 раза (см. рис. 61).

4. КОМПОНЕНТНЫЙ СОСТАВ ЭРОЗИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Состав плазмы, характеризуемый плотностями частиц различного сорта, определяется прежде всего содержанием химических элементов и является функцией температуры. По мере повышения температуры возрастает степень ионизации, и при достаточно высоких температурах в плазме присутствуют ионы различной кратности каждого элемента.

Ионизационный состав одноэлементной плазмы рассчитывался в ряде работ (см., например, [23]). Расчеты основывались на предположениях термического равновесия, квазинейтральности плазмы, применимости к ней закона Дальтона (закона сохранения частиц) и проводились путем решения соответствующих уравнений, выражающих законы действующих масс, условие сохранения заряда и частиц. Эти уравнения могут быть обобщены на случай многоэлементной плазмы с известным химическим составом [24—27]. Обычно известным параметром считается общая плотность (или общее давление). Непосредственное определение этого параметра, особенно для импульсных источников, является часто весьма затруднительным. Вместе с тем в ряде случаев возможно экспериментальное определение локальной концентрации электронов на определенной стадии разряда, которая и может быть использована в качестве известного параметра для расчета состава эрозионной плазмы [24].

Таким образом, для соответствующей зоны плазменного образования, в которой на определенной стадии разряда концентрация электронов имеет значение n_e, можно записать ряд уравнений Саха для каждого элемента:

$$\frac{n_j^z n_e}{n_j^{z-1}} = \frac{2U_j^z(T)}{U_j^{z-1}(T)} \left(\frac{mkT}{2\pi h^2}\right)^{3/2} e^{\left(-\frac{E_\infty^{z-1} - \Delta E_\infty^{z-1}}{kT}\right)} \equiv C_j^{z-1}(T). \quad (5.1)$$

Здесь n_j^z и n_j^{z-1} — плотности ионов, соответствующих ступеням z и $z-1$, относящихся к j-ому элементу; $z=1$ для атомов, $z=2$ для ионов первой кратности и т. д.; E_∞^{z-1} — энергия ионизации для ступени $z-1$, ΔE_∞^{z-1} — поправка этой величины на взаимодействие в плазме (снижение потенциала ионизации).

Условие квазинейтральности запишется в виде

$$n_e = \sum_{j=1}^{m} \sum_{z=1}^{k_j} (z-1)\, n_j^z, \quad (5.2)$$

где m — число элементов в плазме; k_j — число ступеней ионизации (для каждого элемента). Отношение общих плотностей атомов и ионов элементов, присутствующих в плазме, дается приблизительно уравнением состава

$$\sum_{z=1}^{k_{j_1}} n_{j_1}^z : \sum_{z=1}^{k_{j_2}} n_{j_2} : \sum_{z=1}^{k_{j_l}} n_{j_l} = a : b : c, \quad (5.3)$$

где k_{j_l} — число ступеней ионизации, одновременно присутствующих в рассматриваемой зоне плазмы для каждого элемента. При расчете достаточно учитывать лишь те стадии ионизации, для которых величина отношения n_j^z/n_j^{z-1} находится в пределах от 10^{-2} до 10^2.

Решение системы указанных уравнений дает возможность вычислить плотности присутствующих в плазме атомов и ионов, находящихся в различных состояниях, при определенном парциальном давлении электронов в зависимости от температуры. Точность расчета определяется прежде всего степенью применимости указанных уравнений. Расчет проводится в предположении локального термического равновесия, и отклонения от равновесного состояния будут, следовательно, причиной значительных ошибок. Заметную роль в формировании состава плазмы могут играть процессы термической диссоциации. Однако температуры в выбранных для расчета зонах достаточно велики и необходимость учета диссоциации в этих условиях отпадает.

В связи с тем что исследуемая плазма имеет относительно высокую плотность, необходимо учесть эффекты, связанные с взаимодействием частиц в плазме. Это относится прежде всего к потенциалам ионизации и статистическим суммам, используемым в расчетах. При вычислении статистических сумм выбор числа уровней энергии обычно произвольный. При достаточно высоких

температурах произвольное резкое ограничение числа уровней, т. е. обрезание статистической суммы $\sum_s g_s e^{-\frac{E_s}{kT}}$ на низком возбужденном уровне, может внести существенную ошибку. С другой стороны, при учете высоких возбужденных уровней необходимо иметь в виду снижение потенциала ионизации. Конкретные расчеты состава плазмы в наших условиях включали оценки влияния этих эффектов.

Используя полученные выше значения концентрации заряженных частиц, можно рассчитать состав плазмы в определенных зонах плазменного образования при различных температурах. При этом в качестве известного параметра принимается значение концентрации электронов, соответствующее выбранной зоне и определенному моменту времени. Расчет проводился для осевых зон плазменного образования, где в начальную стадию разряда концентрация электронов достигает $\sim$ $\sim 5 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-3}$. Состав плазмы рассчитывался для температур, близких к полученному значению температуры в указанных зонах.

Учитывая две ступени ионизации фтора и углерода, можно записать 4 уравнения Саха:

$$\frac{n_{F^{2+}}}{n_{F^+}} n_e = C_1^{(F)}; \quad \frac{n_{F^+}}{n_F} n_e = C_2^{(F)};$$

$$\frac{n_{C^{2+}}}{n_{C^+}} n_e = C_1^{(C)}; \quad \frac{n_{C^+}}{n_C} n_e = C_2^{(C)}. \tag{5.4}$$

В систему уравнений входит также уравнение, выражающее условие квазинейтральности:

$$n_e = 2n_{F^{2+}} + n_{F^+} + 2n_{C^{2+}} + n_{C^+}, \tag{5.5}$$

и уравнение состава

$$\frac{n_C + n_{C^+} + n_{C^{2+}}}{n_F + n_{F^+} + n_{F^{2+}}} = \frac{1}{2}. \tag{5.6}$$

Решение системы указанных уравнений дает возможность оценить концентрацию атомов и ионов при различных температурах. Результаты расчетов приведены в табл. 10.

Таблица 10. **Компонентный состав плазменной струи**

Концентрация частиц, $см^{-3}$	Температура, °К						
	20 000	30 000	40 000	50 000	60 000	70 000	80 000
$n_{F^{2+}}$	$6{,}8\cdot10^{12}$	$9{,}5\cdot10^{16}$	$5{,}2\cdot10^{17}$	$1{,}4\cdot10^{18}$	$1{,}6\cdot10^{18}$	$1{,}7\cdot10^{18}$	$1{,}8\cdot10^{18}$
$n_{F^{+}}$	$1{,}8\cdot10^{18}$	$3{,}1\cdot10^{18}$	$1{,}9\cdot10^{18}$	$4{,}3\cdot10^{17}$	$1\cdot10^{17}$	$2{,}8\cdot10^{16}$	$1{,}2\cdot10^{16}$
n_{F}	$7{,}4\cdot10^{18}$	$2{,}6\cdot10^{17}$	$2{,}3\cdot10^{16}$	$1{,}5\cdot10^{15}$	$1{,}5\cdot10^{14}$	$2{,}4\cdot10^{13}$	$6\cdot10^{13}$
$n_{C^{2+}}$	$1{,}2\cdot10^{16}$	$1{,}6\cdot10^{17}$	$8\cdot10^{17}$	$8{,}5\cdot10^{17}$	$8{,}4\cdot10^{17}$	$8{,}3\cdot10^{17}$	$7\cdot10^{17}$
$n_{C^{+}}$	$3{,}2\cdot10^{18}$	$1{,}5\cdot10^{18}$	$4{,}35\cdot10^{17}$	$6\cdot10^{16}$	$2{,}2\cdot10^{16}$	$6{,}7\cdot10^{15}$	$3\cdot10^{15}$
n_{C}	$1{,}5\cdot10^{18}$	$4{,}8\cdot10^{16}$	$3{,}7\cdot10^{15}$	$2{,}5\cdot10^{14}$	$2{,}80\cdot10^{13}$	$6{,}5\cdot10^{12}$	$2\cdot10^{12}$

Используя результаты расчета состава, можно найти заселенности уровней различных ионов и относительные интенсивности линий. Отношение интенсивностей линий ионов FII 4103 Å и CII 4267 Å при температурах 20 000 °К составляет 0,002; 30 000 — 0,064; 40 000 — 0,28; 50 000 — 0,76; 60 000 — 0,83; 70 000 — 1,04 и 80 000 °К — 1,39. Экспериментальное отношение интенсивностей этих линий ($\sim$0,6) в центральных зонах, полученное из радиального пересчета по кинокадру (3 *мксек*), ближе всего к расчетным значениям отношения при $T=40\,000\div50\,000$ °К. Эти величины близки к оценкам температуры, полученным другими способами.

5. РАЗРУШЕНИЕ ПЛАЗМООБРАЗУЮЩИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАБОЧИХ ТЕЛ В ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

Неотъемлемой частью ИПУ являются различные диэлектрики (фторопласт, плексиглас, полипропилен и др.). Они используются в качестве плазмообразующих рабочих тел и одновременно изоляторов в разрядных камерах эрозионных ИПУ. Контактирующая с электродами ускорителей поверхность диэлектрической вставки подвергается воздействию образующихся в результате разряда тепловых потоков, которые приводят к ее разрушению и плазмообразованию. Физические процессы, связанные с разрушением диэлектриков, являются определяющими в работе эрозионных ИПУ. В связи с этим изучение природы и механизма разрушения диэлектрических вставок в ИПУ представляет большой интерес.

Как отмечалось выше, в рассматриваемых типах ускорителей разряд по своему характеру является поверхностным, и плазма, по данным спектроскопических исследований, образуется в основном за счет эрозии диэлектрической вставки, контактирующей с электродами. Известно [28], что для поверхно-

стного разряда характерно, что его канал «растекается» по поверхности подложки и вызывает ее разогрев и испарение. В ИПУ цилиндрической и конической геометрии в определенных условиях, по-видимому, у поверхности диэлектрической вставки сразу после пробоя образуется токопроводящая область в виде тонкого пристеночного слоя. На это указывает светящееся кольцо, наблюдаемое сразу после поджига на кинокадрах процесса свечения с торца разрядного устройства (см. рис. 55, *б*). В этой области достигается высокая плотность тока, а следовательно, и высокая температура. Это приводит к еще более интенсивному нагреву диэлектрика и бурному его испарению, сопровождающемуся выбросом отдельных сгустков (см. рис. 55, *з*). В результате к моменту времени ~ 3 *мксек* происходит заполнение плазмой разрядного объема ускорителя (см. рис. 56, *а, в, е*). Затем, как показано в работе [13], устанавливается азимутально-симметричное распределение тока по радиусу с заполнением в основном центральной зоны разрядной камеры; ширина переходного слоя у стенки равна ~ 2 *мм* (диаметр камеры 20 *мм*). Наблюдаемое в экспериментах падение плотности тока в пристеночной области авторы объясняют понижением электронной температуры вследствие энергетических затрат на более высокотемпературные превращения поступающих продуктов разрушения.

Бурный характер испарения диэлектрика указывает на относительно высокие тепловые потоки, реализующиеся на его поверхности.

На основании полученных в последнее время экспериментальных и теоретических данных [13, 14, 17] определяющую роль в процессах теплопередачи в эрозионных ИПУ цилиндрической геометрии играет излучение. Действительно, как показывают оценки, вследствие электронной теплопроводности в рассматриваемых условиях могут быть достигнуты плотности тепловых потоков $\sim 10^3$ *вт/см*^{2}. В то же время для полной диссоциации молекул вещества, поступающего из поверхности диэлектрика за единичный разряд, необходимы плотности потока $\sim 5 \cdot 10^4$ *вт/см*^{2} *. Следовательно, тепловых потоков вследствие электронной теплопроводности недостаточно для разрушения диэлектрика. Такую плотность могут обеспечить лишь лучистые потоки. Расчеты, произведенные в работе [13], показа-

---

* Среднее значение количества испарившегося материала диэлектрика-плексигласа за единичный разряд, определенное взвешиванием, равно ~ 2 *мг*. Для полной диссоциации его молекул требуется $W \simeq 60$ *дж* энергии (энергия связи С—Н равна 30÷32 *дж/мг* [29]), что составляет 23% от вкладываемой в разряд энергии. Следовательно, плотность теплового потока на внутреннюю поверхность диэлектрика с площадью $S = 50$ *см*^{2} будет $Q = \frac{W}{\tau_{эф} S} \sim 5 \cdot 10^4$ *вт/см*^{2}, где $\tau_{эф} \simeq 20$ *мксек* — эффективная длительность разряда.

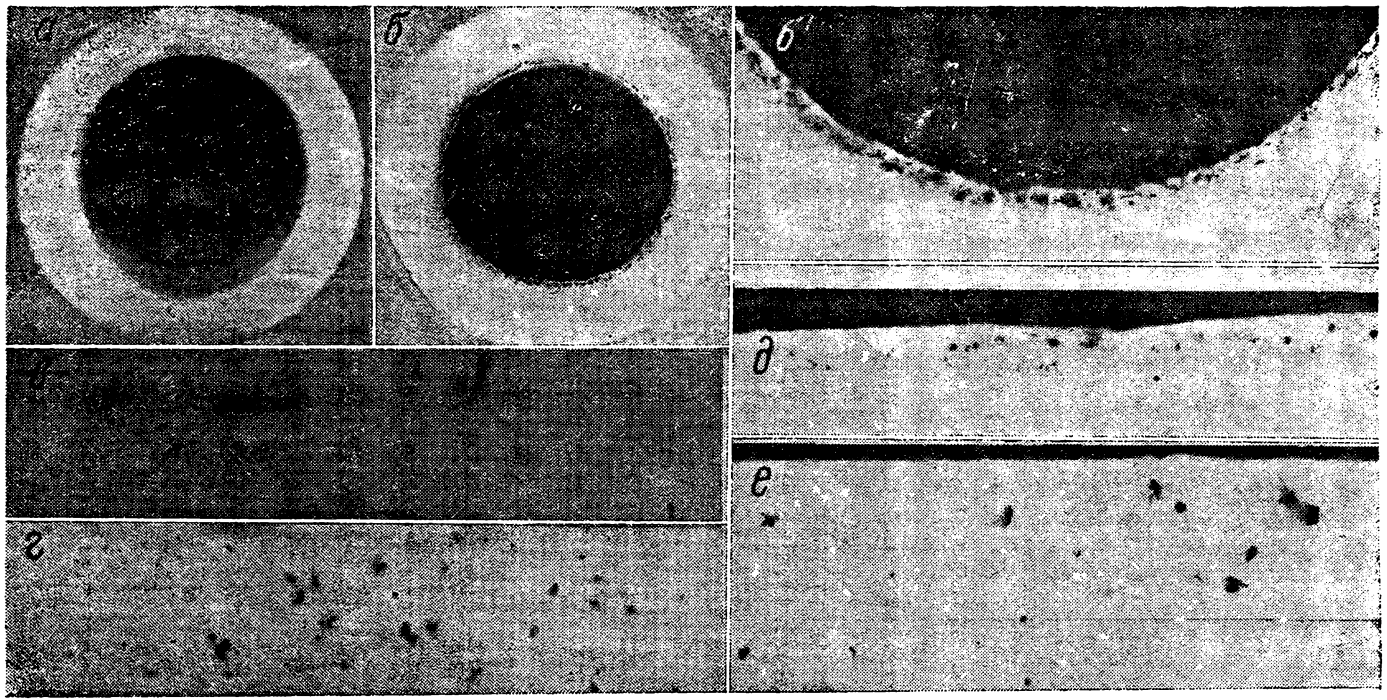


Рис. 62. Снимки поверхности фторопласта, подвергшейся воздействию импульсного разряда и лазерного излучения: *а, б, б'* — сечения фторопластовой вставки ИПУ цилиндрической геометрии (*а* — до, *б, б'* — после многократного воздействия импульсного разряда); *в* — фторопластовой вставки, находящейся между электродами импульсного разряда; *г* — то же, со снятым поверхностным слоем толщиной ~0,5 *мм*; *д* — разрез фторопласта, подвергшегося воздействию импульсного разряда; *е* — то же, лазерного излучения (*а, б* — двухкратное увеличение, *б'* — *е* — шестикратное)

ли, что плотность лучистых потоков в континууме, являющаяся оценкой снизу, в рассматриваемых условиях ($W_0=50$ *дж*) составляет величину $\sim 5\cdot 10^4$ *вт/см*^{2}. Экспериментально измеренные в той же работе плотности тепловых потоков на поверхности диэлектрика составили $\sim 5\cdot 10^4$ *вт/см*^{2}. Энергия, переносимая в дискретном спектре, по утверждению авторов, идет на выравнивание температуры по радиусу канала разряда.

Механизм лучистого теплообмена подтверждается также характером разрушения диэлектрических вставок. Микроскопические исследования поверхности диэлектриков показали, что после действия импульсного разряда поверхность фторопласта оказывается покрытой сетью мелких трещин, как и в случае, описанном в работе [30]. При рассмотрении разреза в глубине 1—1,5 *мм* наблюдается множество локальных черных пятен (полостей) с размерами 0,1—0,3 *мм* (рис. 62, *б, б', д*). Интересно отметить, что при воздействии лазерного излучения с плотностью потока меньшей 10^6 *вт/см*^{2} разрушение имеет такой же характер, как и в случае воздействия импульсного разряда, только глубины образования черных пятен сравнительно большие и местами достигают 3 *мм* (рис. 62, *е*). Образование полостей в обоих случаях происходит, вероятно, вследствие выделения лучистой энергии на структурных неоднородностях. Трещины, согласно представлениям, развитым в работах [30, 31], могут образовываться в результате расклинивающего действия нагретых газов, находящихся в полостях под высоким давлением. При этом продукты разложения при истечении образуют, по-видимому, отдельные плазменные сгустки, наблюдаемые на фоторазвертках процесса свечения внутри разрядного устройства, а не успевшие выйти наружу

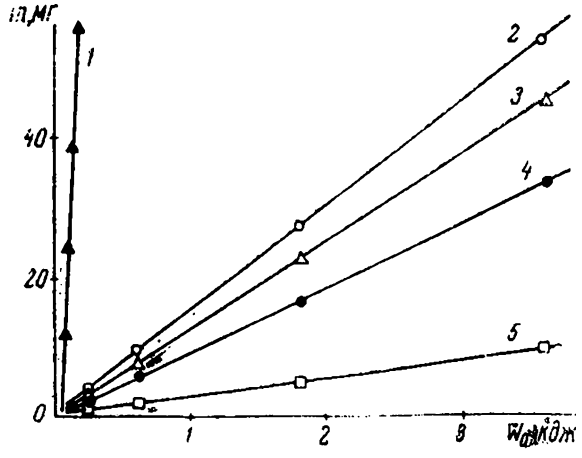


Рис. 63. Зависимость выхода массы различных диэлектриков от энергии разряда и длины разрядной камеры (внутренний диаметр диэлектрической вставки $d=16$ *мм*) [16]: *1* — Hg_2Cl_2; *2* — фторопласт-4; $l=165$ *мм*; *3* — то же, при $l=115$ *мм*; *4* — то же, при $l=60$ *мм*; *5* — полипропилен, $l=60$ *мм*

(главным образом углерод) — локальные черные пятна (полости). На фоторазвертках плазменных образований наблюдаются треки движения отдельных кусочков материала, которые выносятся вместе с плазменными образованиями. Эти кусочки — результат механического разрушения диэлектрика, которое облегчается вследствие образования трещин.

Таким образом, вследствие интенсивного энерговыделения происходит повышение температуры поверхностного слоя диэлектрика и его разрушение. Величина испаряемой массы со стенок диэлектрической вставки линейно зависит от полной энергии, вкладываемой в разряд [13, 16] (рис. 63). В работе [16] показано также, что величина испаряющейся массы однозначно определяется удельной теплотой абляции при прочих равных условиях, а именно $m=k/\beta$, где k — коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрии разряда и параметров разрядной цепи; β — удельная теплота абляции, определяющаяся как количество энергии, которое необходимо для разрыва всех химических связей молекул единицы веса материала. Следовательно, используя вещества с малой удельной теплотой абляции, можно увеличить выход массы со стенок в разряд. Однако в общем балансе доля энергии, ушедшей на разрушение молекул, остается неизменной, т. е. в конкретных экспериментах химический состав вещества не влияет на величину энергии, уходящую на разрыв химических связей.

6. О ПРИРОДЕ ПРЕРЫВИСТОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭРОЗИОННОГО ТИПА

Для понимания физических процессов, протекающих в эрозионных импульсных плазменных ускорителях, важное значение имеет выяснение природы прерывистости плазменных образований. Прерывистая структура фоторазверток плазменных образований, наблюдаемая в виде чередующихся темных и светлых полос, обнаруживалась многими исследователями. Она характерна для факелов открытых импульсных разрядов [32—37], для плазменных струй импульсных плазмотронов [38] (см. также гл. III), для плазменных потоков электродных разрядных ударных труб [39—41] и для плазменных сгустков электродных импульсных плазменных ускорителей [2, 3,42—44].

В настоящее время, по-видимому, можно считать доказанным, что прерывистая структура фоторазверток — результат существования отдельных плазменных микросгустков [2, 3, 32, 36, 42, 45]. Что же касается природы образования самих плазменных микросгустков в ИПУ, то имеются различные точки зрения. Одни считают, что плазменные микросгустки обусловлены повторными пробоями [42], другие — микропинчеванием

(дроблением плазменного сгустка на отдельные микросгустки, стягивающиеся в пинчи [44]), третьи — периодическим пережатием плазменного столба у торца электрода [3, 42], четвертые — локальным пережатием в микропинчах [2]. Нам представляется, что в случае эрозионных ИПУ образование плазменных микросгустков прежде всего связано с характером процессов эрозии электродов и диэлектрических вставок [46, 47].

Вероятно, вопрос о природе образования плазменных микросгустков не может быть решен однозначно для всех разновидностей импульсных плазменных источников и должен рассматриваться в каждом конкретном случае.

Были проведены специальные исследования плазменных образований в электродных импульсных ускорителях различной геометрии и в различных условиях с целью выяснения мес-

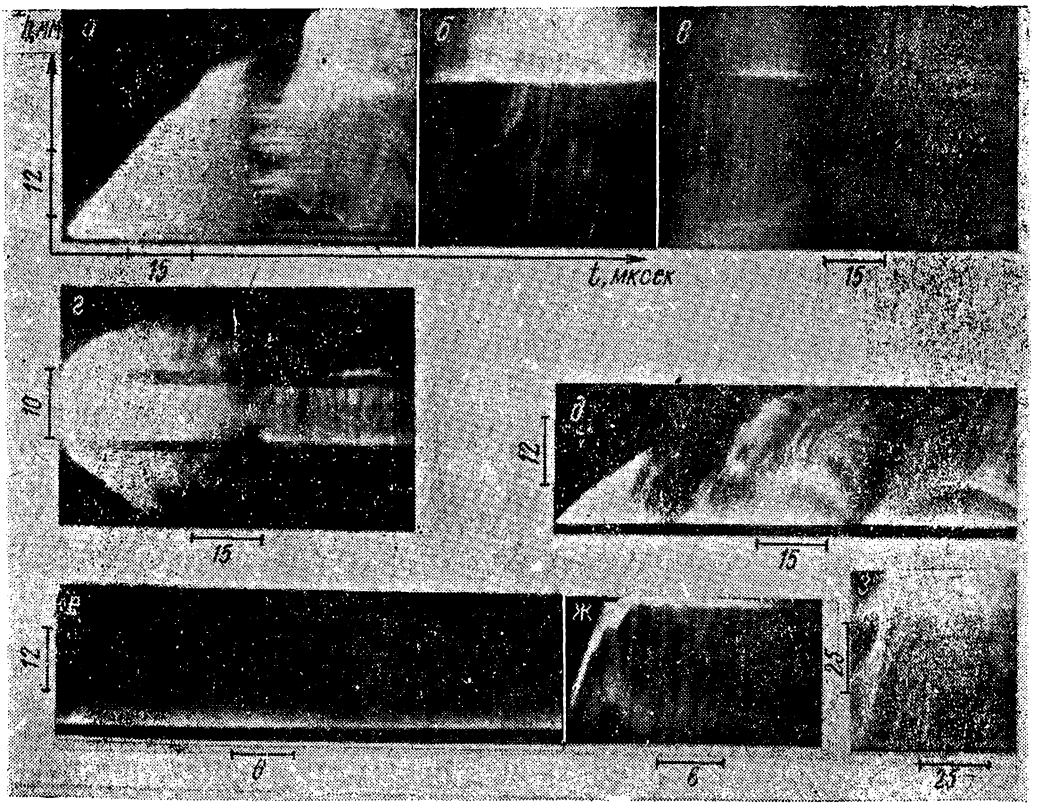


Рис. 64. Фоторазвертки процесса свечения в эрозионных импульсных источниках движущейся плазмы: *а, б* — фрагменты продольных фоторазверток свечения приэлектродных областей и по выходе в рельсовом ускорителе (U=3,5 *кв*; p=1 *атм*); *в* — то же, в вакууме ($p \sim 10^{-3}$ *мм* рт. ст.); *г* — поперечная фоторазвертка при атмосферном давлении (U=4 *кв*); *д, е* — продольные фоторазвертки плазменных струй из центрального электрода коаксиального ускорителя (C=150 *мкф*, U=3 *кв*, p=1 *атм* — *д*, $\sim 10^{-3}$ *мм* рт. ст. — *е*); *ж* — фоторазвертка процесса взаимодействия эрозионной плазменной струи с преградой; *з* — фрагмент продольной фоторазвертки плазмообразования у поверхности диэлектрика

та образования и связи прерывистости с процессами эрозии плазмообразующих рабочих тел. Одновременная непрерывная фоторегистрация свечения плазмы внутри разрядных устройств цилиндрической, конической и рельсовой геометрии и по выходе из них показала, что плазменные образования прерывистые до выхода из разрядных устройств (см. рис. 55, *в—з, к;* рис. 64, *а—в*). Вид скоростных продольных фоторазверток плазменных образований для рассмотренных ускорителей несколько различен.

В случае конического и цилиндрического ускорителей со стержневым центральным электродом наблюдается прерывистая структура, имеющая мелкоструйный вид, которая прослеживается от поверхности электрода к выходу разрядного устройства и дальше (см. рис. 55, *в*). При этом прерывистость наблюдается как при отрицательной полярности центрального электрода, так и при положительной. Как показывают спектроскопические исследования, плазма в этом случае обязана своим происхождением в основном эрозии центрального электрода. Действительно, на центральном электроде вследствие относительно высокой плотности тока (средняя плотность тока $\sim 10^4$ *а/см*^{2}) реализуются большие тепловые потоки, приводящие к интенсивному его разрушению. В результате на торце центрального электрода после пробойной стадии формируется эрозионная плазменная струя, в которой образуется волновая структура, связанная со сверхзвуковым истечением паров электрода в условиях недорасширения (см. рис. 55, *г, д*). Такого рода структура в плазменных струях импульсного генератора подробно рассмотрена в гл. III. В случае рельсового ускорителя образование сверхзвуковых недорасширенных эрозионных плазменных струй происходит при атмосферном давлении на торцах электродов-рельсов (рис. 64, *б*).

Мелкоструйная прерывистая структура фоторазверток образующихся эрозионных плазменных струй связана с природой образования плазмы и является результатом дискретного характера поступления вещества электродов вследствие электрической эрозии. Она наблюдается при работе ускорителей как в вакууме, так и при атмосферном давлении, и ее вид не зависит от давления окружающей среды и геометрии электродов. Чтобы убедиться в непосредственной связи прерывистости с процессами эрозии, были проведены исследования структуры плазменных образований коаксиального и рельсового импульсных ускорителей при атмосферном давлении, когда имеется прямой доступ к приэлектродным плазмообразованиям. Исследования показывают, что зарождение прерывистой структуры происходит непосредственно на поверхности электродов (рис. 64, *д, е*) и ее образование не связано со скачками уплотнения, образующимися в плазменных струях, как это

считают авторы работы [37]. Во-первых, прерывистая структура наблюдается при свободном истечении электродных плазменных струй в вакууме (рис. 64, *е*) (см. также [3]), когда скачки уплотнения отсутствуют; во-вторых, одни и те же отдельные «струйки» (микросгустки) на фоторазвертках прослеживаются от электрода до скачка уплотнения и за ним (рис. 64, *д*). При этом в скачке уплотнения наблюдается их излом. Это объясняется тем, что общий скачок уплотнения проявляется через скачки в отдельных плазменных микросгустках, составляющих в общей своей массе электродные факелы (см. п. 3 гл. III).

Убедительным подтверждением того, что прерывистость фоторазверток эрозионных плазменных струй связана с существованием отдельных плазменных микросгустков, а не с различного рода другими причинами (токовой спиралью, флуктуациями электронной плотности, возмущениями), является характер взаимодействия с преградой. На фоторазвертках в области взаимодействия видны отдельные отраженные плазменные сгустки (рис. 64, *ж*), что может быть только в случае существования отдельных падающих плазменных микросгустков.

На непосредственную связь прерывистости с эрозионными процессами указывает вид пораженной поверхности электрода, а также зависимость частоты прерывистости от плотности тока на электроде и теплофизических свойств материала электрода. Микрофотографии показывают, что зоны поражения электродов состоят из большого числа единичных следов. Уменьшение средней плотности тока (увеличение площади разрядной поверхности электродов или понижение напряжения) приводит к снижению интенсивности испарения и частоты прерывистости. Фоторазвертки, соответствующие плазменным факелам для различных материалов электродов, отличаются друг от друга шириной «струек» (полос), т. е. временем формирования микросгустков.

В случае цилиндрического и конического ускорителей с полым центральным электродом фоторазвертки плазменных образований также имеют прерывистую структуру (см. рис. 55, *е—з, к*). На прерывистость плазменных образований указывают также наблюдаемые колебания в интенсивностях отдельных спектральных линий атомов и ионов элементов материала диэлектрика (см. рис. 60). Волновая структура в этом случае не образуется, что указывает на отсутствие струи из центрального электрода. Как показывают спектроскопические исследования, плазмообразование в этом случае идет в основном вследствие эрозии диэлектрика. Естественно и в этих условиях искать связь прерывистости с природой плазмообразования, т. е. с разрушением поверхности диэлектрика. На продольных фоторазвертках свечения плазменных образований внутри ци-

линдрического разрядного устройства вдоль поверхности диэлектрика видны отдельные плазменные сгустки, обнаруживающие себя по расширению при выбросе из поверхности диэлектрика и по загибанию в направлении движения (см. рис. 55, *з*). Прослеживается их ход от поверхности диэлектрика до выхода и дальше. Непрерывная фоторегистрация плазменных образований у диэлектрика в эрозионном рельсовом ускорителе показывает, что поступление вещества диэлектрика происходит дискретно и во времени (рис. 64, *з*). Прерывистость несколько отличается по своему виду (более широкие сгустки) от прерывистости плазмообразований ускорителя со стержневым центральным электродом, а ее зарождение происходит непосредственно на поверхности диэлектрика по всей ее длине (см. рис. 55, *з*).

Вследствие геометрии разряда (цилиндрическая разрядная камера) плазменные сгустки, образующиеся в предыдущие моменты времени в нижней части камеры, истекают с задержкой относительно плазменных сгустков, образующихся в последующие моменты в верхней части камеры. В результате на фоторазвертках наблюдается значительно большее истечение, чем длительность разряда (см. рис. 55, *к*).

Микроскопические исследования поверхности диэлектрических вставок показывают, что после воздействия теплового потока она состоит из большого числа хаотически расположенных трещин (пятен), каждой из которых соответствует локальная черная полость (см. рис. 62, *б, б′, в*). Каждому такому пятну поражения естественно сопоставить отдельный выброс, наблюдаемый на фоторазвертках плазменных образований.

Полученные экспериментальные факты указывают на то, что и в случае диэлектрических плазмообразующих рабочих тел происходит дискретное поступление вещества, обусловливающее прерывистость плазменных образований.

В рельсовом ускорителе, помимо мелкоструйной структуры, зарождающейся на торцах электродов-рельсов, наблюдается структура с более широкими светлыми полосами (рис. 64, *б, в*), обнаруживавшаяся и другими исследователями [42, 44]. При пониженном давлении наблюдается строгая закономерность в местоположении образования полос. Они, как правило, образуются у поверхности диэлектрика, разделяющего электроды-рельсы. При атмосферном же давлении они возникают иногда у основания электродов, а иногда и выше [48]. На поперечных фоторазвертках им соответствуют светлые перетяжки (плазменные сгустки) между электродами. По своему происхождению они эрозионные, т. е. образуются при разрушении диэлектрической вставки. Существование их поддерживается также вследствие поступления вещества из электродов в результате взрывообразного процесса эрозии. На поступле-

ние вещества указывают наблюдаемые в приэлектродных областях отдельные сгустки на поперечных фоторазвертках (рис. 64, *г*), а также горизонтальные слегка расширяющиеся светлые полоски на продольных фоторазвертках, обнаруживающиеся как в вакууме [49, 50], так и при атмосферном давлении (рис. 64, *а*). Наблюдаемые светлые перетяжки представляют собой токовые слои, обусловленные повторными пробоями, на возможность существования которых указывается в работах [42, 51].

Таким образом, образование отдельных плазменных микросгустков, составляющих в общей своей массе плазменные образования эрозионных ИПУ, как в случае преимущественного плазмообразования вследствие эрозии электродов, так и диэлектрических вставок, связано с пространственно-временной дискретностью поступления вещества из плазмообразующих рабочих тел. Дискретный характер поступления является результатом пространственно-временной неоднородности выделения энергии на поверхности электродов и диэлектрических вставок. В случае электродов такое выделение энергии, вероятно, связано с одновременным существованием нескольких каналов и их миграцией по поверхности электродов в результате взрывообразного процесса испарения, как и в случае обычного импульсного разряда [32—34]. Неоднородность выделения энергии, приводящая к образованию отдельных плазменных сгустков в случае диэлектрика, может быть связана с неоднородностью самого теплового потока (например, с временной неоднородностью вследствие повторных пробоев при рельсотронном ускорении плазмы), микроструктурными неоднородностями материала и состоянием его поверхности. Дискретный характер поступления вещества диэлектрика также может быть обусловлен локальным взрывообразным процессом испарения.

Глава VI ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ЭРОЗИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

Среди исследований по взаимодействию лазерного излучения с веществом большое место занимают работы по получению и изучению лазерной плазмы. Большинство из них выполнено в связи с проблемой получения высокотемпературной плазмы (см., например, [1—4]) при воздействии на вещество потоков излучения плотностью, гораздо большей 10^8 *вт/см*^{2} (модулированные импульсы), когда энергия практически полностью поглощается плазмой, образующейся в первый момент воздействия, и идет на увеличение ее температуры. Так как нас интересует область низкотемпературной плазмы, то подробно на этих работах мы останавливаться не будем.

С целью получения плотной низкотемпературной плазмы определенного состава весьма удобно использовать лазерное излучение при плотностях потоков порядка $10^6 \div 10^8$ *вт/см*^{2}, которые лежат в области справедливости теплового механизма разрушения и обеспечивают наиболее интенсивное испарение вещества с поверхности поглощающего материала [5]. В настоящей главе будут рассмотрены основные закономерности разрушения металлов при лазерном воздействии с указанной плотностью потоков излучения и изложены результаты по исследованию эрозионных плазменных струй, образующихся как при лазерном воздействии, так и при совместном действии лазерного излучения и импульсного разряда [6—9].

1. ЛАЗЕРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ПОГЛОЩАЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ КАК ИСТОЧНИК ЭРОЗИОННОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Тепловой механизм разрушения. Процессы плазмообразования при лазерном воздействии на поглощающие материалы связаны с их разрушением, за по-

рог которого принимается начало интенсивного испарения вещества. В связи с этим рассмотрим основные закономерности процесса испарения металлов на основании представлений, получивших отражение в книге [5] *. В основе разрушения твердых тел при лазерном воздействии лежит тепловой механизм разрушения. Световой поток, падающий на поверхность металла (за вычетом отраженного), практически полностью поглощается поверхностным слоем толщиной $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ *см;* причем ответственны за это поглощение валентные электроны. В дальнейшем они за время $\sim 10^{-12} \div 10^{-11}$ *сек* передают энергию кристаллической решетке вследствие неупругих столкновений с ионами решетки. В поверхностном тонком слое металла начинает действовать мощный тепловой источник, который нагревает его до температуры испарения. В результате начинается поступление паров металла в окружающую среду.

Для целей плазмообразования существенный интерес представляет знание величины критической плотности потока q_1^*, вызывающей начало разрушения при лазерном воздействии на металлы. Для ее нахождения удобно пользоваться такой характеристикой, как удельный вынос массы, т. е. отношение массы разрушенного материала к энергии, затраченной на разрушение. Эта величина, равная нулю при плотностях потока излучения, меньших некоторой критической, затем быстро возрастает и достигает максимума. Эксперимент показывает, что заметный удельный вынос массы появляется при плотностях потока излучения, которым соответствует интенсивное испарение материала; плавление само по себе к заметному разрушению не приводит. Таким образом, критическое значение плотности потока излучения q_1^*, соответствующее началу разрушения, естественно определить как такое значение, при котором достигается температура поверхности, отвечающая интенсивному испарению. Момент начала интенсивного испарения в работе [10] определялся по замедлению роста температуры поверхности с увеличением плотности потока, измеряемой по электронной эмиссии методом задерживающего потенциала. Температура, при которой начиналось интенсивное испарение никеля и вольфрама, составляла 2550 и 6200 °K соответственно (плотность потоков излучения $\sim 10^6$ *вт/см*^{2}).

На рис. 65 представлены заимствованные из работы [11] (см. также [5]) графики изменения удельного выброса в зависимости от плотности падающей энергии, по которым можно оценить критические значения плотности энергии Q_1^* (при ней начинается интенсивное испарение) и плотности энергии Q_2^* (при ней устанав-

* Автор выражает свою глубокую благодарность Г. С. Романову за обсуждение изложенного в этом параграфе материала.

ливается квазистационарный режим развития лунки). Для алюминия, меди, железа и магния соответствующие значения Q_1^* равны 2,3; 3,6; 1,6 и 1,8 *кдж/см²*. Величина Q_2^* примерно одинакова для алюминия, меди и магния и составляет ~ 10 *кдж/см²*, а для железа — порядка 4 *кдж/см²*.

Величина критической плотности потока q_1^* может быть определена также из решения задачи теплопроводности для металла [11, 12, 13]. В работе [13] показано, что критические значения плотности потока, полученные из решения тепловой задачи о нагреве материала до температуры кипения при нормальном давлении, хорошо согласуются с экспериментом. Критическая плотность потока зависит от продолжительности импульса излучения и свойств металла. Для большинства металлов она заключена в пределах $10^5 \div 10^6$ *вт/см²* (режим свободной генерации $t_0 \sim \sim 10^{-3}$ *сек*).

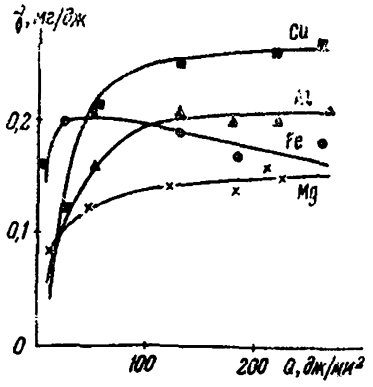
При значениях плотности потока, незначительно превышающих q_1^*, испарение начинается лишь к концу импульса, и эффективная удельная энергия разрушения оказывается очень большой. С ростом плотности потока q уменьшается доля времени, затраченного на разогревание металла от начальной температуры до температуры, соответствующей интенсивному испарению, и эффективная энергия разрушения уменьшается, достигая наименьшего значения при некоторой плотности потока q_2^*. Если продолжительность переходного режима намного меньше, чем характерное время изменения $q(t)$, то весь процесс разрушения протекает квазистационарно и модулирован с частотой пичковых пульсаций излучения. В этом режиме скорость пара, температура металла и другие величины должны обнаруживать пульсации, синхронные с пульсациями лазерного излучения, что и наблюдается в эксперименте.

Модель теплового механизма разрушения основана на предположении, что основные энергетические затраты при разрушении металла связаны с испарением. Основные характеристики процесса разрушения металла (скорость фронта испарения, температура поверхности и др.) в области действия теплового механизма определяются из решения задачи теплопроводности с учетом зависимости скорости испарения от температуры [11, 12]. Решение этой задачи для скорости фронта испарения имеет вид [11]

$$v_0 = \frac{q}{\rho\left(\lambda + \frac{5}{2}\frac{RT_0}{A}\right)}, \qquad (6.1)$$

где λ — удельная теплота испарения при 0 °K, A — атомный вес металла, T_0 — температура поверхности металла, ρ — плотность пара, R — универсальная газовая постоянная, q — плотность поглощенного теплового потока.

Рис. 65. Удельный выброс массы для некоторых материалов в зависимости от плотности падающей энергии [5, 11]



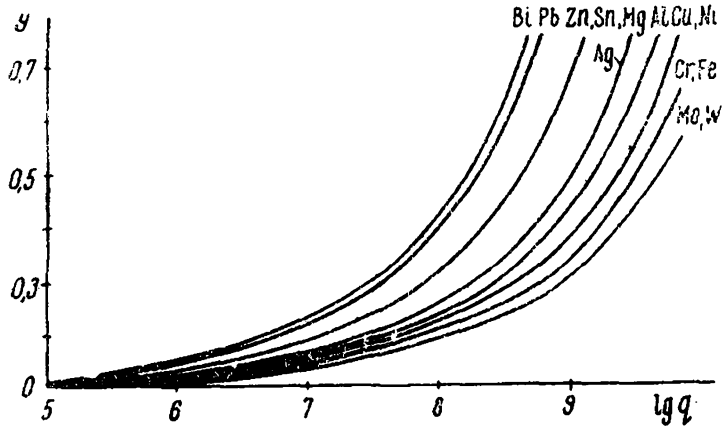


Рис. 66. Зависимость температуры поверхности металла ($T_0 = y\lambda_1/k$) от плотности поглощенного потока излучения q ($вт/см^2$) [11]

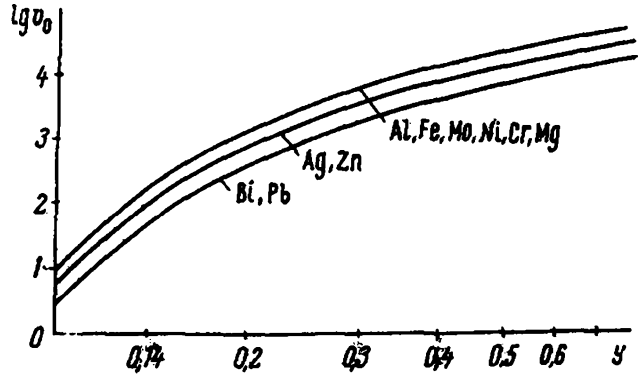


Рис. 67. Зависимость скорости фронта испарения v_0 ($см/сек$) от плотности поглощенного потока излучения [5, 11]

Скорость фронта испарения связана с температурой соотношением [11]

$$v(T) = \bar{c}\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} e^{-\frac{\lambda A}{RT}}, \qquad (6.2)$$

где $\bar{c}$ — средняя скорость звука. Вместе с (6.1) это соотношение образует систему уравнений для определения величин v_0

и T_0 в стационарном режиме испарения. Полученные в результате решения этой системы значения v_0 и T_0 приведены на рис. 66 и 67 как функции плотности поглощенного потока излучения для ряда металлов [5, 11].

Из рис. 66 ясно видно, что в некоторой области значений скорость возрастания температуры поверхности с ростом q заметно увеличивается. Это означает, что затраты энергии на испарение уже не успевают поглощать всей подводимой к металлу лучистой энергии. Поверхность начинает перегреваться; все большая часть подведенной энергии приходится при этом на внутреннюю энергию разлетающихся продуктов разрушения. Это приводит прежде всего к тому, что скорость фронта испарения перестает быть пропорциональной плотности потока излучения.

Рассмотренная модель теплового механизма разрушения нашла свое экспериментальное подтверждение. Авторами [11, 14] был получен ряд экспериментальных характеристик процесса разрушения, удовлетворительно согласующихся с основными представлениями теории. В частности, на примере дюралюминия показано, что между скоростью v и q имеется линейная связь. Экспериментальный график изменения среднего значения критического потока $\overline{q_1^*}$ в зависимости от длительности генерации показывает, что $\overline{q_1^*}$ примерно пропорционально $t_0^{-1/2}$ и согласуется с расчетом.

Газодинамическая картина истечения продуктов разрушения. Практически одновременно с началом испарения начинается формирование лунки и плазменного факела. Сам по себе процесс испарения представляет собой унос вещества с поверхности облучаемого тела и является результатом газодинамического движения, которое возникает как следствие возрастания давления вблизи поверхности твердого тела за счет поглощения падающего излучения. Теоретическое рассмотрение процесса образования и разлета продуктов разрушения металла [15, 16] (см. также гл. IV монографии [5]) дает следующую газодинамическую картину истечения.

При одномерном нестационарном расширении пара в вакуум, отвечающем стационарным граничным условиям, соответствующим постоянному значению температуры поверхности, в зависимости от величины T_0 и времени от начала разлета t осуществляется один из следующих двух режимов течения: 1) при достаточно малых значениях T_0 и t и соответственно низкой плотности пара процесс конденсации в расширяющемся паре замораживается сразу же у поверхности, во всей области течение расширения автомодельно и следует адиабате Пуассона; 2) при достаточно высоких значениях T_0 и t все течение распадается на две области — область, в которой расширение автомодельно и происходит по адиабате двухфазной равновес-

ной системы, состоящей из насыщенного пара и частиц конденсированной фазы, и область, в которой в результате уменьшения плотности и температуры в потоке равновесие между паром и конденсатом нарушается, конденсация замораживается, и последующее расширение происходит по адиабате Пуассона. Различие между этими двумя режимами течения влечет за собой и различие в граничных условиях для них. Последние определяются из решения газокинетической задачи в процессах установления течения пара в переходной зоне вблизи поверхности, характерным масштабом толщины которой является длина свободного пробега частиц пара. В этой зоне пар приобретает скорость, величина которой определяется последующими условиями течения в газодинамической области, и соответствующие этой скорости значения плотности и температуры. При этом в случае режима течения 1) граничные условия для газодинамической задачи непосредственно задаются решением газокинетической задачи; в случае режима 2) газодинамические граничные условия задаются конденсационным скачком, возникающим вследствие резкого переохлаждения и пересыщения пара в переходной области.

При режиме течения 1) решение одномерной газокинетической задачи методом моментов с использованием первых четырех моментов функции распределения частиц пара у поверхности, найденной из рассмотрения стационарного кинетического уравнения Больцмана в релаксационном приближении, дает следующую связь начальных газодинамических параметров потока с параметрами насыщенного одноатомного пара плотности n_0, соответствующего температуре поверхности T_0:

$$T = 0{,}65T_0;\ \bar{n} = 0{,}31n_0\,. \tag{6.3}$$

Это решение соответствует начальному для газодинамической задачи значению скорости потока $\bar{u} = \bar{c}$ $\left(\bar{c}$ — местная скорость звука, $\bar{c} = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)^{1/2}\right)$. Для эйнштейновской модели твердого тела

$$n_0 = \left(\frac{mk\Theta_0^2}{2\pi\hbar^2 T_0}\right)^{3/2} e^{\left(-\frac{\lambda_1}{kT_0} - 1\right)}, \tag{6.4}$$

где m — масса атома пара, Θ_0 — дебаевская температура, λ_1 — энергия связи частицы.

Для определения параметров газа через плотность потока излучения q, поглощаемого поверхностью, используется закон сохранения энергии

$$q = \bar{n}\,\bar{u}\left(\lambda_1 + \frac{5}{2}k\bar{T} + \frac{\overline{mu^2}}{2}\right). \tag{6.5}$$

С помощью (6.3) — (6.5) в работе [16] получены зависимости, связывающие температуру поверхности T_0, скорость фронта испарения в теле v_0, температуру $\bar{T}$, плотность $\bar{n}$, давление $\bar{p}$ и скорость $\bar{u}$ газового потока у поверхности с плотностью потока излучения q (рис. 68—70). Решение задачи о расширении с учетом конденсации [15, 16] показывает, что скорость надо уменьшить примерно в 0,6 раза, плотность и давление увеличить в 1,6 и 1,8 раза соответственно. При этом v_0 и T_0 остаются практически без изменения в сравнении с определенными

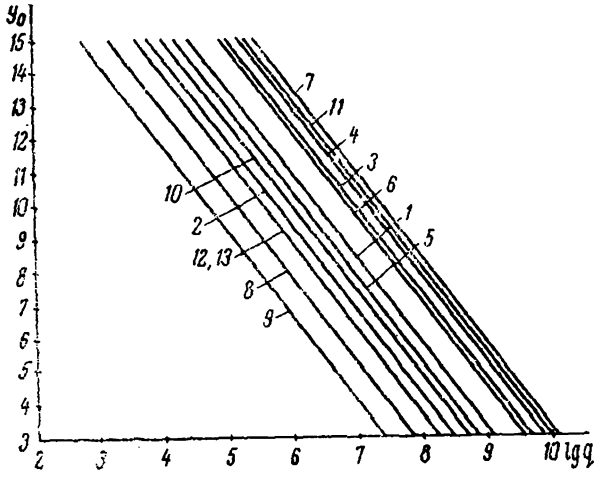


Рис. 68. Зависимость температуры поверхности металла ($T_0=\lambda_1/ky_0$ от плотности поглощенного потока излучения q ($эрг \cdot см^{-2} \cdot сек^{-1}$) [5, 16]; *1* — Al, *2* — Bi, *3* — W, *4* — Fe, *5* — Cu, *6* — Mo, *7* — Ni, *8* — Sn, *9* — Pb, *10* — Ag, *11* — Cr, *12* — Zn и *13* — Mg

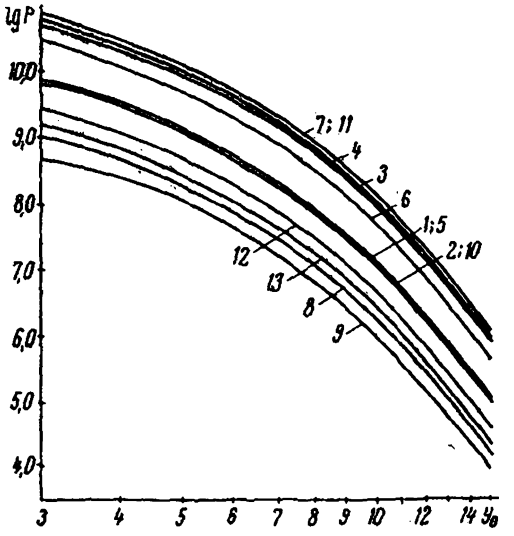


Рис. 69. Зависимость начального давления пара $\bar{p}$ ($дин/см^2$) от параметра y_0 (режим течения без конденсации) [5, 16]: *1* — *13* — те же, что и на рис. 68

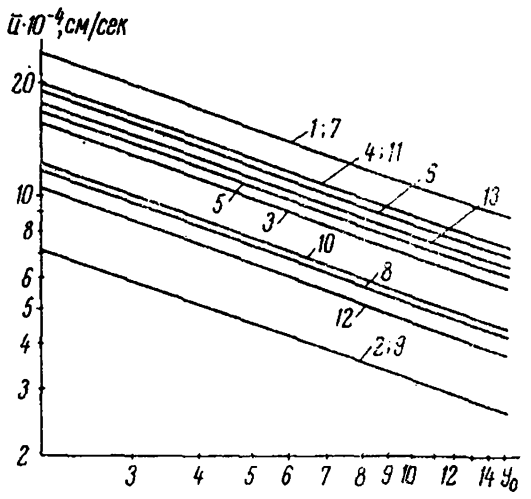


Рис. 70. Зависимость начальной скорости разлета пара $\bar{u}$ от параметра y_0 (режим течения без концентрации) [5, 16]: *1 — 13* — те же, что и на рис. 68

из решения тепловой задачи [11], где движение пара в явном виде не рассматривается.

Решение газодинамической задачи о разлете в адиабатическом приближении (без учета подогрева плазмы излучением) справедливо в области умеренных плотностей потоков излучения, когда поглощение света продуктами разрушения невелико.

В работе [16] было рассчитано поглощение лазерного излучения в расширяющемся паре и частицах конденсата и определены условия, при которых справедливо рассмотрение задачи об испарении отдельно от задачи о поглощении. Показано, что поглощение конденсатом становится существенным при плотностях потоков излучения $q>10^7 \div 10^8$ *вт/см*^{2}, примерно на порядок меньших, чем плотности, которым соответствует сильное поглощение излучения плазмой. Таким образом, согласно [16], при $q>10^7 \div 10^8$ *вт/см*^{2} ($t\sim10^{-6}$ *сек*) течение расширения по адиабате насыщенного пара сменяется течением, в котором профили газодинамических параметров перестают быть автомодельными и могут быть получены только из рассмотрения соответствующей неавтомодельной задачи. При таком течении энерговыделение вследствие поглощения излучения конденсатом препятствует дальнейшей конденсации и, согласно [17], может начаться процесс бурного нарастания температуры, степени ионизации, а значит, и коэффициента поглощения. Возникает «вспышка» поглощения и вспышка в прямом смысле слова вследствие увеличения светимости [17]. Ионизированный слой вещества поглощает все падающее излучение, испарение прекращается. Узкая зона энерговыделения становится областью повышенного давления, возникает волна сжатия и ударная волна, распространяющаяся навстречу потоку излучения. Степень ионизации паров за фронтом этой ударной волны

и соответственно коэффициент поглощения оптического излучения оказываются достаточно большими, поглощение излучения происходит лишь в узкой зоне вблизи фронта ударной волны. Ударная волна усиливается и переходит в детонационную.

2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЭРОЗИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ($q \sim 10^6 \div 10^8$ *вт/см*^{2})

Лазерные эрозионные плазменные факелы. Первые экспериментальные исследования по лазерному воздействию на поглощающие материалы при достаточно высокой плотности падающего излучения (больше 10^6 *вт/см*^{2}) показали, что в результате его образуются продукты разрушения, истекающие в окружающее пространство в виде направленного нормально к поверхности факела. Эффект факелообразования при лазерном воздействии привлек внимание ряда исследователей [6, 18—23].

Одна из первых опубликованных работ в этом плане [19] посвящена измерению с помощью зондовой методики скорости распространения плазменного факела, возникающего при воздействии лазерного излучения в режиме свободной генерации на графит (энергия ~ 1 *дж*). Измеренная таким образом скорость истечения факела составляет 0,17 *км/сек* и представляется сильно заниженной. Автором работы [20] с помощью высокоскоростной фотографии было обнаружено, что начало интенсивного испарения металла сдвинуто во времени относительно излучения. Задержка испарения зависит от материала облучаемого образца и составляет 75 *мксек* для стали и 200 *мксек* для латуни (плотность потока излучения $\sim 2 \times \times 10^6$ *вт/см*^{2}).

Кинетика истечения и формирования лазерной плазменной струи изучалась авторами работы [6]. Исследования проводились при лазерном воздействии на металлы и поглощающие диэлектрики при плотностях потока излучения 10^6—10^8 *вт/см*^{2}. Применение методов высокоскоростной фотографии в режиме непрерывной и покадровой регистрации позволило установить, что факелы состоят из отдельных плазменных сгустков, представляющих собой сверхзвуковые плазменные струи, истекающие в условиях недорасширения, в результате чего в них образуется скачок уплотнения (ударная волна). Скачки уплотнения в лазерных плазменных сгустках обнаруживались и другими исследователями [11, 24]. Измеренная по фоторазверткам плазменных струй скорость истечения оказалась зависимой от атомного номера элемента [6]. В этой же работе описан обнаруженный эффект увеличения интенсивности свечения, обу-

словленный поглощением плазменной струей лазерного излучения, и обращено внимание на аналогию в физических процессах, протекающих при сильноточном импульсном разряде.

Высокоскоростные фотографические исследования образующегося при лазерном воздействии на металлы (энергия ~ 10 *дж*) факела проводились также в работе [22], в которой отмечается, что выброс вещества при лазерном воздействии происходит в виде отдельных сгустков и обусловлен пульсациями лазерного излучения. Определенная по фоторазверткам скорость истечения отдельных сгустков составляет $(1—2)\times$ $\times 10^5$ *см/сек* и не зависит, как утверждают авторы, от свойств вещества. Следует отметить, что неопределенность в условиях эксперимента, а также различие в применяемых способах измерения затрудняют сравнение экспериментальных скоростей, полученных отдельными исследователями.

Спектроскопические исследования плазменных факелов. Первые экспериментальные исследования образующейся при лазерном воздействии на поглощающие материалы низкотемпературной плазмы были направлены на выяснение ее спектроаналитических возможностей [6, 18—27]. Интенсивное свечение лазерной плазмы позволило воспользоваться для ее изучения оптическими и спектроскопическими методами. Уже в первых экспериментах было установлено, что в образующейся струе имеются возбужденные атомы и молекулы, по спектрам испускания которых можно сделать оценки параметров плазмы.

Спектроскопические способы были привлечены прежде всего для измерений температуры образующей плазмы. Температурные характеристики основывались на предположении о существовании термического равновесия, хотя доказательства этого предположения обычно не проводились. В работе [19] описаны исследования спектров испускания факела, образующегося при действии на поликристаллический графит лазерного излучения в режиме свободной генерации с энергией 1 *дж* и длительностью импульса 100—300 *мксек*. Средняя плотность потока на мишени была 10^7 *вт/см*^{2}. Предполагая, что распределения излучателей по энергетическим уровням подчиняются закону Больцмана, автор оценил вращательную и колебательную температуры по интенсивностям вращательных переходов CN и C_2 (4500 и 5700 °К соответственно) и колебательных полос CN (от 13000 до 22000 °К). Явно завышенное значение «колебательной» температуры CN (очевидно, не имеющее реального физического смысла, так как уже при $T \sim 6\cdot 10^3$ °К следует учитывать диссоциацию молекул) может быть связано с ошибками в методике измерения относительных интенсивностей полос — неучетом наложения различных полос, фона и т. д. Температуры, измеренные по относительным интенсивностям линий вращательной структуры молекул C_2 и CN, харак-

теризуют в данном случае относительное распределение излучателей только по соответствующим этим линиям уровням, так как экспериментальная проверка больцмановского распределения не проведена.

В работе [21] было экспериментально установлено, что при воздействии излучения лазера с энергией в импульсе 2,5 *дж* на C, CaS, Al, Ba (AlO_2) распределения излучателей в плазменном лазерном факеле по электронным, колебательным, вращательным уровням можно описать формулой Больцмана с различными, соответствующими каждому типу энергии температурными параметрами. Температуры возбуждения для атомов Ba и Ca оказались $\sim$24 000 и 9000 °K, колебательные температуры для AlO, C_2 и CN — 3900, 4500, 4300 °K, вращательные температуры 5200 и 4300 °K для C_2 и CN. Так как пространственного разрешения при измерениях не проводилось, дать анализ полученных температур оказывается затруднительным. Следует также отметить, что использованные в работе спектры получались при фотографировании 15—30 вспышек на одну пластинку.

Измерения температуры в плазменном факеле, образованном в результате воздействия лазерного излучения на различные материалы при атмосферном давлении и вакууме, авторами [22] производились методом относительных интенсивностей. По линиям меди CuI получены значения 7000—10 000 °K, по линиям ZnI — 8500—11 000 °K, по линиям MgII — 10 000—22 000 °K, по линиям FeII — 9200 °K. Произведенная в этих работах [22] непрерывная фотографическая развертка спектра показала, что пульсации интенсивности спектральных линий отражают струйно-периодический характер поступления вещества, связанный с нерегулярностью лазерного излучения. На основе анализа многочисленных спектрограмм дано схематическое строение излучающего факела, согласно которому из образующегося кратера-сопла выходит струя сильно возбужденных паров (двухкратные ионы и выше), окруженная более холодными, где происходит преимущественное высвечивание линий нейтральных атомов и однократных ионов.

Таким образом, целью большинства экспериментальных работ в области спектроскопических исследований плазмы, образующейся при воздействии лазерного излучения в режиме свободной генерации на различные материалы, являлось измерение температуры. Несмотря на явную неоднородность плазменного факела, оценки температур в большинстве работ производились без пространственного разрешения регистрируемого излучения.

Определению концентрации компонент в лазерной плазменной струе посвящена работа [6]. Из других работ по измерению

концентраций в низкотемпературной лазерной плазме нам известны лишь две. В одной из них [28] концентрация заряженных частиц измерялась по уширению линии CuI 4531 Å. Получено значение $\sim 10^{19}$ *см*$^{-3}$, что явно превышает аналитические возможности этой линии. В работе [29] на основании СВЧ зондирования сделан вывод о возможности получения с помощью лазера, работающего в режиме свободной генерации (энергия ~ 10 *дж*), достаточно плотной плазмы. Однако указанное нижнее значение концентрации плазмы ($\sim 10^{13}$ *см*$^{-3}$) представляется очень малым. Применение СВЧ зондирования к заведомо плотной эрозионной плазме не может дать действительного представления о величинах концентрации. При исследовании такой плазмы более эффективными являются спектроскопические методы. Они позволяют получать количественные данные о концентрации заряженных частиц, а также и других компонент плазмы.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ И ИСТЕЧЕНИЯ ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ МЕТОДАМИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ

Экспериментальная установка была собрана на основе лазера, описанного в работе [30]. Лазер имел следующие характеристики: спектральную область излучения $\lambda = 1{,}06$ *мк*, энергию излучения не больше 50 *дж*, продолжительность излучения ~ 1 *мсек*. Поджиг осуществлялся как с помощью стандартного поджигающего устройства, так и с помощью инициирующего импульса от пульта управления СФР. В случае поджига инициирующим импульсом от пульта управления СФР импульс подавался на корпус (предварительно корпус электроизолировался), в котором заключены лампы.

Эксперименты проводились при атмосферном давлении и ниже ($\sim 10^{-2}$ *мм* рт. ст.). Для проведения экспериментов при пониженных давлениях применялась камера низкого давления (рис. 71). Исследуемый образец крепился на штативе, регулирование которого производилось под «вакуумом». Фокусирующая система располагалась внутри камеры. Перед ней помещалось защитное стекло. Система окон позволяла производить исследования в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Фокусировка излучения осуществлялась объективом с $F = 210$ *мм* на площадку порядка 0,1—1 *мм*^{2}. Энергия излучения измерялась калориметром ИФ-68. Исследование образующейся плазменной струи проводилось методом высокоскоростной фотографической регистрации и спектроскопически.

Для выяснения структуры и механизма образования плазменных струй, образующихся при лазерном воздействии на

различные материалы (металлы, поглощающие диэлектрики: мел, текстолит) была проведена их непрерывная и покадровая фоторегистрация.

Из анализа многочисленных продольных и поперечных фоторазверток установлена одна общая особенность, а именно прерывистый характер истечения плазменной струи (рис. 72). Частота следования отдельных сгустков плазмы вначале малая, затем увеличивается и к концу опять уменьшается. Она согласуется с частотой пульсаций излучения лазера. Это указывает на то, что прерывистость истечения обусловлена нерегулярностью интенсивности излучения во времени.

На фоторазвертках, кроме отдельных сгустков, видны вертикальные полосы, которые особенно четко выражены при воздействии на поглощающие диэлектрики (рис. 72, *г*). При этом они видны на протяжении всего времени истечения. Каждая светящаяся полоса привязана по времени к началу истекающего в данный момент сгустка плазмы. Так как лазерная плазменная струя в общей своей массе состоит из отдельных плазменных сгустков, то с удалением от зоны воздействия наблюдается периодическое возрастание интенсивности свечения плазменных сгустков в момент прохождения через них лазерного излучения. В результате вертикальные полосы состоят как бы из отдельных светящихся пятен. При воздействии на металлы такие полосы образуются к концу истечения струи (рис. 72, *б*), что связано, по-видимому, с формированием лунки, которая обеспечивает направленный выброс продуктов разрушения, поглощающих излучение. На кинокадрах общего вида плазменной струи видна зона повышенной яркости (рис. 72, *д*). Эти факты указывают на то, что причиной дополнительного свечения является поглощение лазерного излучения в плазменной струе, содержащей продукты разрушения. Указание на поглощение лазерного излучения в образующейся плазменной струе делается также в работах [14, 31]. В работе [31] при исследовании электронной эмиссии, вызываемой лазер-

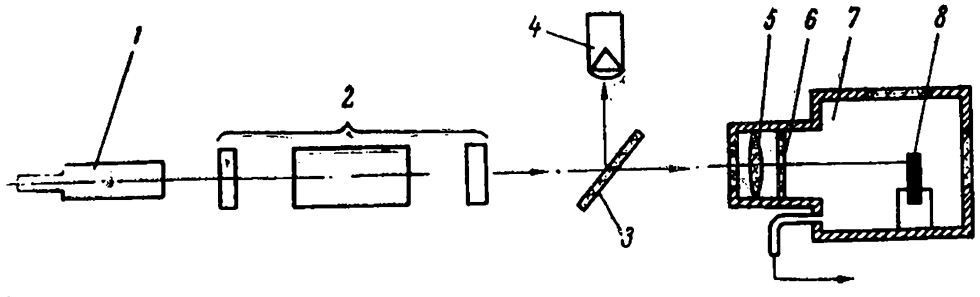


Рис. 71. Принципиальная схема экспериментальной установки: *1* — зрительная труба; *2* — лазер; *3* — стеклянная пластина; *4* — калориметр ИФ-68; *5* — объектив; *6* — защитное стекло; *7* — вакуумная камера; *8* — исследуемый материал

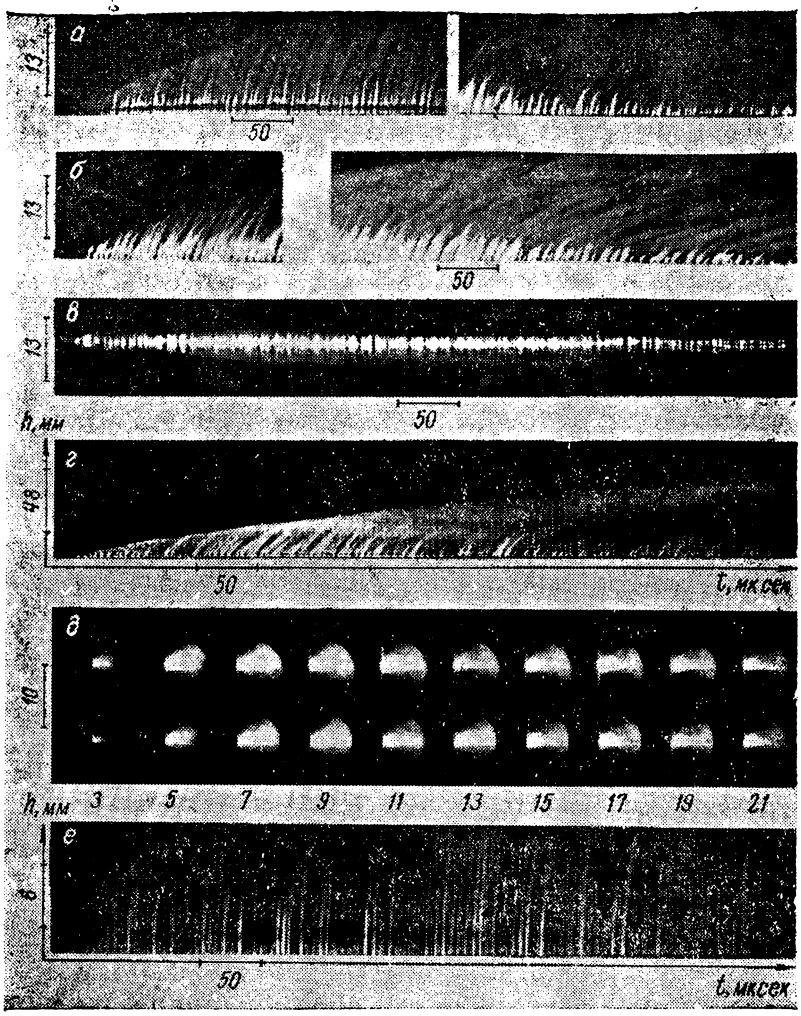


Рис. 72. Фоторазвертки и кинокадры эрозионных лазерных плазменных струй, образующихся при воздействии на различные материалы: *а, б, г, е* — продольные (*а* — медь, *б* — алюминий, *г, е* — асботекстолит); *в* — поперечная (материал—алюминий); *д* — кинокадры (*3, 5, 7*... — порядок следования кадров, частота съемки 125 000 *кадр/сек*, материал—асботекстолит)

ным излучением, было обнаружено очень быстрое падение импульсов тока после первых 150 *мксек*. Высказывается предположение, что это обусловлено поглощением последующих импульсов лазерного излучения в слое испаренного материала.

На фоторазвертках плазменных струй видны также светящиеся и несветящиеся треки под разными углами наклона к временной оси. Эти треки изображают собой пути движения продуктов разрушения материала, представляющих отдельные светящиеся и несветящиеся частички. При этом наблюдается их разогрев при прохождении каждого последующего пичка излучения. Для металлов они обнаруживаются к концу исте-

чения струи (рис. 72, *а*), а для поглощающих диэлектриков — на протяжении всего времени истечения (рис. 72, *е*). Причиной выброса таких частиц в металлах к концу истечения является механическое воздействие плазменной струи при истечении. На это указывает также размывание краев образующейся лунки.

В плазменных сгустках (рис. 72, *а*, *б*, *г*, *е*) на некотором удалении от их основания обнаруживается скачок интенсивности свечения. Удаление скачка для разных сгустков плазмы различное, что хорошо видно на фоторазвертках, полученных при большом увеличении (рис. 72, *е*). Перед скачком видна область слабого свечения. Скачок интенсивности свечения связан с образованием в плазменном сгустке ударной волны. Наличие скачка уплотнения (ударной волны) в сгустках плазмы говорит о сверхзвуковых скоростях их распространения. Сверхзвуковые скорости достигаются вследствие расширения плазменной струи по выходе из лунки. Скачок уплотнения при этом возникает по той же причине, по которой он образуется в соплах и в струях: он является сопряжением между параметрами струи и параметрами внешней среды. Другими словами, каждый отдельный плазменный сгусток представляет собой в миниатюре струю, истекающую из сопла (лунки) с избыточным давлением * (см. п. 1 гл. III).

По наклону плазменных сгустков была измерена скорость истечения. Результаты измерения приведены в табл. 11. Ошибка измерения в среднем составляла 5—10%. Скорость истечения для различных материалов различная. Абсолютное значение скорости для металлов с меньшим атомным весом больше, что аналогично скорости выброса факелов в импульсном разряде.

Таблица 11. **Скорость истечения плазменных струй и прожига материала** ($q \sim 10^7$ *вт/см*^{2})

Материал	Плазменная струя, *км/сек*		Прожиг, *м/сек*
	перед фронтом	за фронтом	
Цинк	2,9	—	—
Медь	3,9	1,0	1,7
Алюминий	8,7	—	3,0
Текстолит	2,0	0,8	—

По фоторазверткам можно было оценить время, за которое происходит прожиг пластинки или образование лунки в ней, а следовательно, и скорость прожига (см. табл. 11).

* Давление в лунке, рассчитанное по удалению скачка уплотнения (3.4), составляет ~ 30 *атм*.

При понижении давления окружающей среды характер истечения струи изменяется. Скачок уплотнения удаляется от зоны воздействия; при давлении $\sim 10^{-2}$ *мм* рт. ст. струя уже сильно расширяется и ярко светится лишь ядро струи.

4. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

Качественный анализ спектров испускания. Спектроскопические исследования плазменных струй, образующихся при лазерном воздействии на различные металлы (медь, алюминий, железо) при атмосферном давлении и в вакууме, проводились в диапазоне плотностей потоков излучения $10^6 \div 10^8$ *вт/см*^{2}. Интенсивность свечения струи была достаточна для регистрации спектра от одной вспышки. Спектры плазменной струи получались в поперечном сечении на расстоянии от пластинки 1,2 *мм* (в скачке уплотнения) и вдоль струи.

Качественный анализ спектров испускания в области длин волн от 3800 до 5500 Å (рис. 73) показывает, что в них присутствуют линии элементов, входящих в состав исследуемого материала. При достаточно больших плотностях потоков излучения ($\sim 10^7 \div 10^8$ *вт/см*^{2}) у основания струи по ее оси наблюдается интенсивный сплошной спектр. В спектре испускания присутствуют линии с энергией верхних уровней до 10 *эв*. Большинство линий сильно уширены. Резонансные линии (например, линии Al I 3961,5 и 3944,0 Å в спектре алюминия) заметно самообращены. В спектре атома меди при достаточно больших плотностях потоков падающего излучения ($q = 10^7$ *вт/см*^{2} и более) наблюдаются запрещенные линии Cu I 4015,8 и 4056,8 Å.

При уменьшении плотностей потоков излучения спектр испускания плазменной струи заметно изменяется. При плотностях потоков излучения, меньших 10^6 *вт/см*^{2}, достаточную для регистрации интенсивность имеют лишь линии, энергия верхнего уровня которых не превышает 5 *эв* (например, линии Ca I 4454,8, 4435, 4226,7 Å; Cr 4290, 4274,8, 4254,3 Å и др.). Из линий Cu I в исследуемой области спектра присутствует только линия 5105,5 Å, энергия верхнего уровня которой 3,82 *эв*. Линии 5218,2, 5220,1, 4275,1 Å, которые при больших плотностях потоков (больших 10^6 *вт/см*^{2}) гораздо интенсивнее линии 5105,5 Å, в данном спектре отсутствуют. Возможности спектроскопического определения параметров плазмы в этом случае весьма ограничены. Можно лишь приблизительно оценить верхний предел температуры в предположении локального термического равновесия исходя из рассчитанной температурной зависимости интенсивностей линий меди (см. п. 1 гл. II). Температура оказывается меньше 5000 °K.

Измерение температуры возбуждения. Для определения температурных параметров плазмы, образующейся при воздействии больших потоков излучения ($q = 10^7 \div 10^8$ *вт/см*^{2}) на медную пластину, интенсивности линий были рассчитаны на радиальное распределение. Результаты такого пересчета с использованием коэффициентов [32] для ряда линий меди Cu I представлены на рис. 74. Изменение интенсивности приблизительно одинаково для всех выбранных линий. К центру струи наблюдается несколько необычный рост. Это, вероятно, связано с подогревом плазменной струи по ее оси лазерным излучением. Вдоль струи интенсивность имеет максимум в области скачка уплотнения.

Температура измерялась по методу относительных интенсивностей с использованием двух пар линий меди: 5105,5 и 5153,2Å; 5105,5 и 4530,8Å. Прежде чем проводить измерение температуры, необходимо было убедиться в наличии больцмановского распределения атомов по различным возбужденным уровням. Такая проверка проводилась для различных зон струи. Оказалось, что экспериментальные значения $\lg \dfrac{I}{gAv} = f(E)$ для различных линий хорошо ложатся на прямую линию, кроме второй зоны и

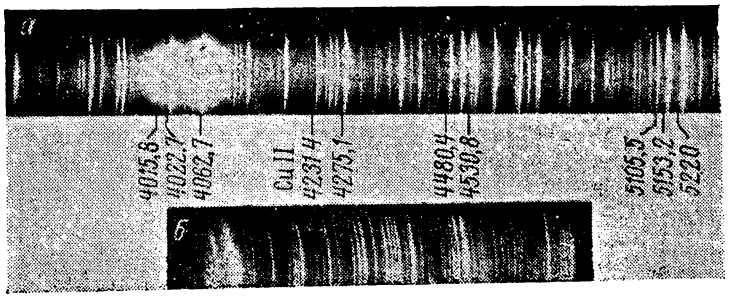


Рис. 73. Спектры испускания плазменной струи, образующейся при воздействии лазерного излучения на медь: *а* — поперечный, *б* — продольный

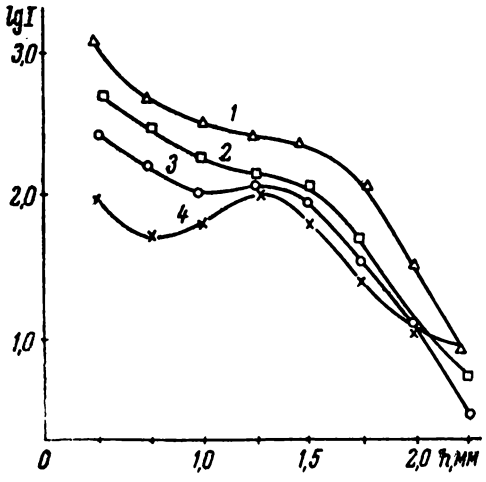


Рис. 74. Распределение интенсивностей линий CuI по радиусу струи: *1* — 4275,1 Å; *2* — 5153,2; *3* — 4531; *4* — 5105,5 Å

Таблица 12. **Концентрация заряженных частиц и температура**

Расстояние, *мм*	Температура возбуждения (°К) по паре линий Cu I, Å			Температура по Саха, °К	Концентрация по уширению Cu I 4530,8 Å
	5105,5 и 4530,8 Å	5105,5 и 5153,3 Å	средняя		
	Вдоль струи ($q=3{,}3\cdot10^6$ *вт/см²*; $p=1$ *атм*)				
0,25	8500	7700	8100 ± 400	7600	$1{,}2\cdot10^{17}$
0,5	8900	8400	8600 ± 300	7600	$1{,}1\cdot10^{17}$
1	8800	900	8900 ± 100	7500	$1{,}0\cdot10^{17}$
1,5	8700	9400	9000 ± 400	7600	$1{,}1\cdot10^{17}$
2	8200	9700	8900 ± 800	7300	$8{,}7\cdot10^{16}$
2,5	8500	8700	8600 ± 100	7400	$9{,}1\cdot10^{16}$
3	9400	9400	9400	7300	$8{,}7\cdot10^{16}$
3,5	8400	8500	8400	7300	$7{,}9\cdot10^{16}$
4	8400	8500	8400	7300	$7{,}9\cdot10^{16}$
4,5	8800	900	8900 ± 100	7200	$7{,}6\cdot10^{16}$
	По радиусу струи ($10^8>q>10^7$ *вт/см²*; $p=1$ *атм*)				
0,25	—	—	—	7300	$8\cdot10^{16}$
0,5	9400	9400	9400	7400	$8{,}3\cdot10^{16}$
0,75				7300	$8\cdot10^{16}$
1	9400	8000	8700	7500	$9{,}1\cdot10^{16}$
1,25	8800	7000	7900	8000	$1{,}4\cdot10^{17}$
1,5	9000	7000	8000	7200	$7{,}6\cdot10^{16}$
1,75	9200	7200	8200	7400	$8{,}3\cdot10^{16}$
2	8700	6000	7400	7200	$7{,}8\cdot10^{16}$
	Вдоль струи ($10^8>q>10^7$ *вт/см²*; $p=5\cdot10^{-2}$ *мм* рт. ст.)				
0,4	6800	9000	7900	—	$8\cdot10^{16}$
1,2	7700	8500	8100	—	$5{,}9\cdot10^{16}$
1,9	6500	8500	7500	—	$4{,}3\cdot10^{16}$
2,3	6200	8500	7400	—	—

двух периферических, отстоящих от центра струи на 2,25—2,5 *мм*. В центре струи это отклонение может быть связано с подогревом плазменной струи лазерным излучением, а в периферических зонах, вероятно, с наличием химических реакций.

Результаты измерения температуры вдоль плазменной струи и по ее радиусу при различных значениях плотности потока излучения и давления окружающей среды приведены в табл. 12. Погрешность изменения температуры в среднем около 10%. Анализируя таблицы, можно сказать, что температура возбуждения в плазменной струе в диапазоне плотностей потоков излучения $10^6 \div 10^8$ *вт/см²* в пределах точности экспе-

римента остается постоянной. Изменение ее вдоль и по радиусу струи также незначительно. Некоторое расхождение температур, измеренных по одной и другой паре линий, может быть связано с самопоглощением выбранных линий.

Определение концентраций заряженных частиц и нейтральных атомов в плазменной струе. Концентрация заряженных частиц в плазменной струе, образующейся при воздействии излучения лазера на медь, измерялась по уширению линий, обусловленному квадратичным эффектом Штарка, и по относительной интенсивности запрещенных переходов меди к соответствующим разрешенным. Оценки различных типов взаимодействия показали, что уширение линии Cu I 4530,8 Å в условиях образующейся плазмы обусловлено в основном квадратичным эффектом Штарка. Другие типы взаимодействия составляют $\sim 10\%$ от уширения вследствие квадратичного эффекта Штарка. Это позволило по экспериментально измеренным ширинам линии определить концентрацию заряженных частиц и проследить ее ход вдоль и по радиусу струи. Результаты измерений для различных условий представлены также в табл. 12. Экспериментальная ошибка измерения, определяемая в основном неточностью измерения ширины линии, равна $\sim 30\%$. Используя полученные значения концентраций, можно сделать оценку температуры в предположении локального термического равновесия. Результаты таких оценок с использованием уравнения Саха приведены в таблицах.

В спектре атома меди в области линий 4022,7 и 4062,7 Å наблюдаются запрещенные линии 4015,8 и 4056,8 Å. Концентрация заряженных частиц, измеренная по отношению интенсивностей I_{4015} и I_{4022}, представлена в табл. 13. Ошибка измерения $\sim 50\%$. Концентрация заряженных частиц, полученная из уширения линии 4530,8 Å, выше и относится к центральным зонам струи.

Таблица 13. **Концентрация заряженных частиц ($см^{-3}$) вдоль плазменной струи ($10^8 > q > 10^7$ $вт/см^2$; $p = 1$ $атм$)**

Расстояние, *мм*	По уширению линии Cu I 4530,8 Å, $n \cdot 10^{-16}$	По отношению интенсивностей линии Cu I $\frac{I_{4015,8}}{I_{4022,7}}$, $n \cdot 10^{-16}$
0,8	4,8	—
1,6	4,6	—
2	4,8	—
2,4	4,8	5
3,6	4,6	3
4,8	4,6	?
6	4	4

Таблица 14. **Концентрация нейтральных атомов и заряженных частиц в плазменной струе**

Длина волны, Å	$\frac{I_{\phi max}}{I(0)}$	Смещение максимума $\Delta\lambda_{\phi}$, Å	Параметр неоднородности	Концентрация, $см^{-3}$	
				нейтральных атомов	заряженных частиц
3944,0	1,6	0,6	1,15	$5 \cdot 10^{16}$	$7 \cdot 10^{16}$
3961,5	1,7	1,1	1,15	$5 \cdot 10^{16}$	$9 \cdot 10^{16}$

Наличие самообращенных линий в спектре испускания алюминия при воздействии лазерного излучения на алюминиевые пластинки дало возможность определить концентрацию основных компонент образующейся плазмы с использованием самопоглощения в линиях [33]. Измерения проводились в плазменной струе на удалении 0,8 *мм* от основания при давлении окружающего воздуха $5 \cdot 10^{-2}$ *мм* рт. ст. Результаты измерений сведены в табл. 14.

Исследования показали, что лазерное излучение в диапазоне плотностей потоков $10^6 \div 10^8$ *вт/см²* является весьма удобным средством для получения сверхзвуковых эрозионных плазменных струй определенного состава с температурой порядка 5000—10 000 °К и концентрацией заряженных частиц $5 \cdot 10^{16} \div 10^{17}$ $см^{-3}$.

5. ОБ АНАЛОГИИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ И ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛЫ

При сильноточном импульсном разряде и лазерном воздействии на металлы реализуются мощные сравнимые по величине источники тепла ($\sim 10^6 \div 10^8$ *вт/см²*), которые обусловливают эрозию поверхности металла. В связи с этим представляет интерес выяснить общность физических процессов, протекающих на металлической поверхности и в прилегающих к ней плазмообразованиях, и на этом основании установить некоторые специфические свойства каждого источника в отдельности.

Физические процессы, связанные с разрушающим действием лазерного излучения на металлы, во многом аналогичны процессам, протекающим в импульсном разряде. Прежде всего процессы разрушения в одном и другом случае имеют тепловую природу [11, 3—4]. Распространение тепла описывается уравнением теплопроводности. При этом характер разрушения поверхности металла зависит от плотности теплового потока. В импульсном разряде он различен для катода и анода и обусловлен различными значениями плотности тока. Разрушение

катода происходит более бурно и носит характер взрывообразного испарения [34]. При лазерном воздействии такие процессы характерны для потоков энергии порядка $10^7 \div 10^8$ *вт/см*^{2}. При потоках энергии, меньших 10^7 *вт/см*^{2}, вероятно, происходит обычное испарение, характерное для дуги и анода слаботочного разряда [34].

Как в импульсном разряде, так и при воздействии лазерного излучения разрушение сопровождается образованием распространяющихся перпендикулярно поверхности плазменных струй, которые состоят из паров металла, отдельных частиц и жидких капель. Струйное истечение носит дискретный характер, т. е. происходит прерывистое истечение образующейся плазмы. Дискретный характер истечения обусловлен пространственно-временной нестационарностью выделения энергии на металлической поверхности. В случае лазерного воздействия нестационарность определяется пульсирующим характером излучения лазера, в импульсном разряде — пространственно-временной нестабильностью плотности тока, которая обусловлена миграцией канала (каналов) разряда по электродам. Одной из возможных причин такого выделения энергии в обоих случаях, вероятно, может быть взрывообразный процесс испарения. Таким образом, каждый отдельный выброс плазменного сгустка должен рассматриваться как результат элементарного акта эрозии (лазерной либо электрической).

В плазменной струе как в случае лазерного воздействия, так и в случае свободного импульсного разряда обнаруживается темное пространство. Оно имеет гидродинамическую природу, т. е. связано со сверхзвуковым истечением в условиях недорасширения. Темное пространство на основании гидродинамического представления есть область расширения, образующаяся в результате сверхзвукового истечения плазменной струи в условиях недорасширения. Область резкого повышения интенсивности свечения соответствует скачку уплотнения, который проявляется через скачки в отдельных плазменных сгустках (см. рис. 28; рис. 72, *а*, *б*, *г*, *е*).

Наличие скачков уплотнения в плазменных струях и сверхзвуковые скорости их истечения как в импульсном разряде, так и при лазерном воздействии дают основание сделать вывод о гидродинамической природе струй в смысле их характера истечения. Исходя из представления о струйности истечения в условиях недорасширения, легко объяснить устойчивость плазменных образований в пространстве и перпендикулярность распространения относительно разрушаемой поверхности при произвольном расположении электродов к каналу разряда (в импульсном разряде) и поражаемой поверхности к лазерному лучу (при лазерном воздействии).

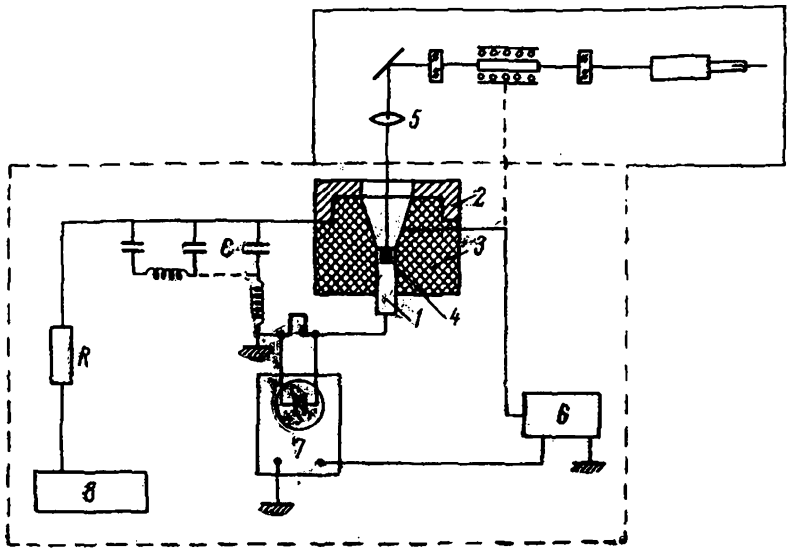


Рис. 75. Принципиальная схема комбинации импульсного плазмотрона с лазером: *1* — центральный электрод; *2* — кольцевой электрод; *3* — разрядная камера; *4* — исследуемый материал; *5* — фокусирующая линза; *6* — пульт управления СФР; *7* — осциллограф; *8* — выпрямитель

Спектроскопические исследования плазменных струй, образующихся при воздействии лазерного излучения на металлы, показывают, что существует аналогия с импульсным разрядом и в отношении физического состояния плазмы. В обоих случаях возбуждение спектров имеет термический характер, наблюдается интенсивный сплошной спектр, а также сильное уширение отдельных спектральных линий. Плазменные струи, образующиеся при воздействии лазерного излучения, имеют в зависимости от плотности потока излучения температуру 5000—10000 °К, как и плазменные факелы импульсного разряда. Концентрации заряженных частиц в обоих случаях сравнимы по величине и составляют $\sim 10^{17}$ *см*$^{-3}$.

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ СОВМЕСТНОГО ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

Описание экспериментальной установки. Представляло интерес использовать лазерное излучение и импульсный разряд как средства получения плазменных струй совместно. Если сфокусировать лазерное излучение на центральный электрод импульсного генератора, то плазма, созданная лазерным излучением, заполняет разрядный объем и вызывает разряд. Важно было выяснить физические свойства образующейся плазменной струи, определить ее основные параметры и сопоставить с

параметрами плазменной струи обычного импульсного генератора.

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 75. Она состоит из однополярного импульсного генератора и оптического квантового генератора. Однополярный импульсный плазменный генератор представляет собой устройство, позволяющее получать квазистационарную сверхзвуковую плазменную струю, и подробно описан в гл. III. Лазерное излучение фокусировалось объективом с $F=270$ *мм* на материал, помещаемый в стержневой электрод плазменного генератора. В этом случае отпадает необходимость в поджиге высоковольтным импульсом, применяемым обычно в импульсных разрядах. Образующаяся плазменная струя истекала в воздух при атмосферном давлении. Она состояла из плазмы, образующейся вследствие лазерной и электрической эрозии.

Механизм ускорения плазменной струи и ее структура. Особенностью такого импульсного плазменного генератора является то, что формирование плазменной струи происходит в объеме, заполненном плазмой, созданной лазерным излучением. Это оказывает влияние на ускорение как плазменной струи, создаваемой непосредственно импульсным разрядом, так и плазменной струи, образующейся вследствие лазерного излучения. При прохождении тока разряда через плазму, образующуюся в результате лазерного воздействия на центральный электрод, происходит дополнительный разогрев плазмы, что должно приводить к увеличению скорости истечения плазменной струи. При этом следует учитывать эффект дополнительного ускорения плазменной струи, полученного под влиянием электродинамических сил. Образующаяся плазменная струя в целом подогревается лазерным излучением в процессе ее истечения, так как длительность лазерного излучения перекрывает длительность разряда.

При импульсном разряде в указанных условиях происходит сильное возрастание давления (в основном теплового) в разрядном объеме плазменного генератора. В результате образуется недорасширенная сверхзвуковая плазменная струя, которая обладает сложной волновой структурой (волны сжатия и разрежения, сопровождающиеся ударными волнами), изменяющейся в зависимости от условий и параметров разряда. Типичная картина течения в плазменной струе в условиях нерасчетного режима была подробно рассмотрена в п. 3 гл. III. Она остается в принципе той же и для исследуемой сверхзвуковой плазменной струи. Однако вследствие различия в условиях образования плазменной струи при одних и тех же параметрах разряда структура ее различна. Так, при напряжении 1—1,5 *кв* в ней обнаруживается периодическая структура, а при 2 *кв* — скачок уплотнения, в то время как в плазменной струе

импульсного генератора с обычным поджигом скачок уплотнения в струе ясно выражен при 3 *кв*, а при 2 *кв* образуется лишь периодическая структура. Поджиг с помощью лазерного излучения позволил снизить разрядное напряжение до 0,5 *кв* (*пробойная длина 15 мм*). При этом напряжении в плазменной струе отсутствует волновая структура. Минимальное напряжение, при котором еще происходит разряд в случае поджига инициирующим импульсом, было 2 *кв*. Различия в картине течения говорят о том, что скорость истечения плазменной струи при одних и тех же параметрах разряда в обоих случаях различна (табл. 15). Скорость измерялась по фоторазверткам, которые имеют прерывистую структуру, *обусловленную* дискретным характером поступления паров в результате электрической эрозии и воздействия лазерного излучения. Ошибка измерения составляла 3—7%. Скорость истечения определялась как при положительной полярности кольцевого электрода, так и при отрицательной. Из таблицы видно, что скорость истечения плазменной струи импульсного генератора, поджигаемого лазерным излучением, не зависит от полярности. По сравнению со скоростью истечения плазменной струи, создаваемой лазерным излучением, она возрастает примерно в 5 раз. С уменьшением напряжения скорость истечения уменьшается ($C=600$ *мкф*, диаметр выходного сопла $d=5$ *мм*): 3 *кв* — 10*км/сек*; 2 *кв* — 7,7 *км/сек*; 1,5 *кв* — 6,7 *кв/сек*; 1,0 *кв* — 5,6 *км/сек*; 0,5 *кв* — 4,2 *км/сек*.

Таблица 15. **Скорость истечения плазменных струй** *км/сек* **($U=3$ *кв*; $C=600$ *мкф*, диаметр сопла $d=5$ *мм*; энергия лазерного излучения $\sim$ 20 *дж*)**

Струя	Полярность сопла	
	положительная	отрицательная
Плазменная струя импульсного генератора		
с лазерным поджигом	9,8	10
с обычным поджигом	9,2	6,9
Лазерная плазменная струя	—	2

Измерение концентрации заряженных частиц в плазменной струе. Качественный анализ спектра испускания плазменной струи показывает, что она состоит в основном из паров материала, подвергаемого лазерному воздействию, и материала стенок разрядной камеры. Исследования проводились с латунными электродами. Лазерное излучение фокусировалось непосредственно на центральный электрод. Спектр испускания

Таблица 16. **Результаты измерения концентрации заряженных частиц вдоль плазменной струи в зависимости от напряжения ($C = 600$ *мкф*; $d = 5$ *мм*; энергия лазерного излучения ~ 20 *дж*)**

Расстояние, *мм*	Полярность сопла				
	положительная			отрицательная	
	H_β	по уширению Cu I 4530,8 Å $n \cdot 10^{-16}$	по отношению интенсивностей линий Cu I $\frac{I_{4015}}{I_{4022}}$ $n \cdot 10^{-15}$	по уширению линии Cu I 4530,8 Å $n \cdot 10^{-16}$	по отношению интенсивностей линий Cu I $\frac{I_{4015}}{I_{4022}}$ $n \cdot 10^{-15}$
Напряжение 3 *кв*					
0	—	6	—	6,6	—
13	—	6	—	6,3	—
19,5	—	8	1,4	5,6	1,7
26	—	11	2,3	8,3	1,4
32,5	—	9	1,7	7,4	1,3
39	—	4	1,7	4,5	—
45,5	—	4,6	1,7	3,8	1,6
52	—	4,8	1,7	4,5	1,4
58,5	—	4,1	1,3	4,8	1,2
65	—	4	1,1	4,8	1,2
Напряжение 0,5 *кв*					
0	$2 \cdot 10^{17}$	7,6	3,2	6,6	2,2
6,5	—	4,8	2	5,5	2,1
13	—	4,4	1,8	4,8	2,1
10,5	—	3,8	1,3	3,2	1,1

плазменной струи состоял в основном из линий меди. В спектре наблюдались также четко выраженные линии водорода (серия Бальмера). Водород в плазменную струю поступал в результате разрушения органического стекла, из которого была изготовлена разрядная камера генератора. Концентрации заряженных частиц вдоль плазменной струи измерялись по уширению линии меди 4530,8 Å, обусловленному квадратичным эффектом Штарка, и по интенсивности запрещенного перехода к соответствующему разрешенному I_{4015}/I_{4022}. Значения концентрации заряженных частиц приведены в табл. 16. Из таблицы видно, что концентрации заряженных частиц, измеренные по разным линиям, заметно различаются; они характеризуют различные зоны струи. Концентрация заряженных частиц, полученная из уширения линии Cu I 4531 Å, выше концентрации, измеренной по линии Cu I 4015 Å, и относится к более центральным зонам струи. Концентрации заряженных частиц, измеренные по водороду, имеют еще большие значения. Это связано с тем, что водород обладает небольшим потенциалом возбуждения из всех элементов, входящих в состав струи, и

высвечивается в основном в центральных зонах с более высокой температурой.

Обсуждение результатов. Совместное использование лазерного излучения и импульсного разряда позволяет получать относительно плотные сверхзвуковые плазменные струи. Импульсный плазменный генератор с лазерным поджигом особенно удобен в тех случаях, когда нужно получать плазменные струи определенного химического состава относительно высокой скорости из непроводящего материала. Плазма приготавливается лазерным излучением и ускоряется с помощью импульсного плазменного генератора.

Лазерный поджиг позволяет снизить пробойное напряжение до 0,5 *кв* (длина разрядного промежутка 15 *мм*), в то время как минимальное напряжение, при котором еще происходит разряд в плазменном генераторе, поджигаемом высоковольтным импульсом, равно 2 *кв*. Увеличение разрядного промежутка при заданном пробойном напряжении приводит к снижению вредных потерь и увеличению коэффициента полезного действия установки.

Сверхзвуковая плазменная струя обладает сильной неоднородностью по своему сечению (особенно при напряжении выше 0,5 *кв*). Это следует учитывать при определении основных параметров плазменной струи. Так, измерения концентрации заряженных частиц по запрещенной линии Cu I 4015 Å не дают истинной картины их распределения вдоль струи, так как по этой линии измеряется концентрация в основном в зоне смешения, где концентрация более низкая. Истинный ход концентрации вдоль струи, сообразующийся с волновыми процессами, получается по уширению линии Cu I 4531 Å, так как эта линия позволяет производить измерения в более высокотемпературных зонах струи (ядре струи, где концентрация заряженных частиц $\sim 10^{17}$ *см*$^{-3}$). Свойства сверхзвуковой плазменной струи импульсного генератора с лазерным поджигом не зависят от полярности электродов.

ЛИТЕРАТУРА

К ГЛАВЕ I

1. Gerdien H., Lotz A. Zs. techn. Phys., **4**, 157, 1923.
2. Соболев Н. Н. ЖЭТФ, **13**, 137, 1943.
3. Бабушкин А. А. ЖЭТФ, **14**, 184, 1944.
4. Мандельштам С. Л. и Райский С. М. Изв. АН СССР, **13**, 549, 1949.
5. Weiss R. Zs. Phys., **138**, 170, 1954.
6. Peters Th. Naturwissenschaft, **41**, 571, 1954.
7. Лохте-Хольтгревен, Шаль и Векен. В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., 1962, стр. 17.
8. Бонин, Пратс. В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., 1962, стр. 323.
9. Дикерман. В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., 1962, стр. 178.
10. Giannini G. M. Sci. Amer., **197**, 80, 1957.
11. Канн, Дукати. В кн.: Движущаяся плазма. М., 1961, стр. 547.
12. Гай. В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., 1962, стр. 310.
13. Броган. Вопросы ракетной техники, № 5, 58, 1960.
14. Уоррен В., Диаконис Н. В кн.: Исследование гиперзвуковых течений. М., 1964, стр. 470.
15. Лукасевич Дж., Уитфилд Дж., Джексон Р. В кн.: Исследование гиперзвуковых течений. М., 1964, стр. 327.
16. Роберт Р., Сивьер К. В кн.: Техника гиперзвуковых исследований. М., 1964, стр. 282.
17. Алферов В. И., Петров П. А., Рябинков Г. М. В кн.: Труды Московского физико-технического ин-та, вып. 4. М., 1959, стр. 90.
18. Neumann W., Peters A., Rademacher K., Rompe R. Experimentelle Techn. Phys., **7**, 77, 1959.
19. Neumann W., Rademacher K., Rompe R. Monatsber. Deut. Akad. Wiss., **1**, 216, 1959.
20. Neumann W. Experimentelle Techn. Phys., **10**, 124, 1962.
21. Moritz J., Neumann W., Rademacher K. Beit. Plasmaphys., **5**, 291, 1956.
22. Boldt W. Monatsber. Deut. Akad. Wiss., **5**, 350, 1963.
23. Boldt W. Beit. Plasmaphys., **5**, 143, 1965.
24. Maecker H. Zs. Naturforsch., **11a**, 457, 1956; Burhorn F. Zs. Phys., **155**, 42, 1959; Maecker H. Zs. Physik, **159**, 392, 1960; Chumaker J. B. Rev. Sci. Instr., **32**, 65, 1961.

25. Шейндлин А. Е., Асиновский Э. И., Батурин В. А., Батенин В. М. ЖТФ, **33**, 1169, 1963.
26. Александров В. Я., Гуревич Д. Б., Подмошенский И. В. ЖПС, **1**, 291, 1964; Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. ТВТ, **6**, 788, 1968.
27. Шиманович В. Д., Киселевский Л. И. ЖПС, **5**, 1, 1966; Киселевский Л. И., Шиманович В. Д., Шипай А. К. ТВТ, **6**, 406, 1968.
28. Рыкалин Н. Н., Кулагин Н. Д. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 587.
29. Бжозовский В., Рэда Я., Микось М. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 595.
30. Полак Л. С. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 546; В кн.: Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме. М., 1965.
31. Лохте-Хольтгревен В. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 35.
32. Минц С., Шиманский А., Варыха С. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 567.
33. Read T. B. J. Appl. Phys., **32**, 821, 1961; **32**, 2534, 1961.
34. Донской А. В., Дресвин С. В. Электротермия, № 5, 1963.
35. Гольдфарб В. М., Дресвин С. В. ТВТ, **3**, 333, 1965.
36. Вурзель Ф. Б., Долгополов Н. Н., Максимов А. И., Полак Л. С., Фридман В. Н. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 419.
37. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф. и др. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 385.
38. Генераторы низкотемпературной плазмы. М., 1969.
39. Генераторы низкотемпературной плазмы. Под ред. чл.-корр. АН СССР В. М. Иевлева. М., 1969.
40. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., 1959.
41. Физический энциклопедический словарь, т. IV. М., 1965, стр. 470.
42. Финкельбург В. и Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., 1961.
43. Уоллског Х. В кн.: Техника гиперзвуковых исследований. М., 1964, стр. 351.
44. Холдер Д., Шульц Д. В кн.: Исследование гиперзвуковых течений. М., 1964, стр. 355.
45. Peters Th. Zs. Naturforsch., **19a**, N 9, 1129, 1964.
46. Askeret J. Proc. IX Int. Astronautical Congr., Amsterdam, 1958, *Verlag Springer*, Wien, **1**, 277, 1959.
47. Winterberg F. Proc. IX Int. Astronautical Congr., Amsterdam, 1958, Verlag Springer, Wien, **1**, 181, 1959.
48. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
49. Ударные трубы. Под ред. Х. А. Рахматулина и С. С. Семенова. М., 1962.
50. Гейдон А., Герл И. Ударная труба в химической физике высоких температур. М., 1966.
51. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных трубах. М., 1965.
52. Fowler R. G., Goldstein J. S., Glotfelter B. F. Phys. Rev., **82**, 879, 1951; Fowler R. G., Atkinson W. R., Marks L. W. Phys. Rev., **87**, 966, 1952; Fowler R. G., Atkinson W. R., Compton W., Lee R. Phys. Rev., **88**, 137, 1952.
53. Холев С. Р., Крестникова Л. И. Изв. вузов, Физика, **7**, 29, 1960.
54. Пейн, Смай. Вопросы ракетной техники, № 10, 3, 1961.
55. Camm I. C., Rose P. H. Phys. Fluids, **6**, 663, 1963.

56. Андрианов А. М., Земсков А. И., Прут В. В., Храбров В. А. В кн.: Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1968; ЖТФ, **39**, 433, 1969.
57. Шеррер В. В кн.: Электрический взрыв проводников. М., 1965, стр. 270.
58. Чекалин Э. К., Шуманов В. С. В кн.: Исследования по физической газодинамике. М., 1966.
59. Shreffler G., Christian R. H. J. Appl. Phys., 25, 324, 1954.
60. Christian R. H., Duff R. E., Vorger F. L. J. Chem. Phys., 23, 2045, 1955.
61. Christian R. H., Vorger F. L. J. Chem. Phys., 23, 2042, 1955.
62. Michel-Levy A., Muraour H., Vassy E. Rev. Opt., 20, 149, 1941.
63. Roth J. J. Appl. Phys., **35**, 1429, 1964.
64. Войтенко А. Е. ДАН СССР, **158**, 1278, 1964; Автореферат кандидатской диссертации. Новосибирск, 1965.
65. Kosky W. S., Lucy F. A. et al. J. Appl. Phys., **23**, 1300, 1952.
66. Новиков Н. Л. ПМТФ, № 6, 1962; № 1, 1963.
67. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., 1967.
68. Рябинин Ю. Н. Газы при больших плотностях и высоких температурах. М., 1959.
69. Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. Под ред. Ю. А. Дунаева. М., 1967.
70. Howe J. H. J. Chem. Phys., **39**, 1362, 1963; Howe J. H., Molloy T. V. J. Appl. Phys., **35**, 2265, 1964.
71. Harris I. J. IBM J. Res. and Developm., 7, 342, 1963.
72. Ельяшевич М. А., Анисимов С. И., Романов Г. С., Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Баканович Г. И. Разрушение металлов под действием излучения оптического квантового генератора. Отчет Института физики АН БССР, КЭ-14, Минск, 1963; Баканович Г. И., Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Прикладная спектроскопия, т. 1. М., 1969, стр. 95; Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖТФ, **37**, 1169, 1967; Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы, т. 2. М., 1969, стр. 262.
73. Ready J. F. Appl. Phys. Letters, **3**, 11, 1963.
74. Басов Н. Г., Бойко В. А., Дементьев В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. ЖЭТФ, **51**, 989, 1966.
75. Райзер Ю. П. УФН, **87**, 29, 1965.
76. Kolb A. C. Phys. Rev., **107**, 345, 1197, 1957.
77. Зимер Р. У. В кн.: Ионные, плазменные и дуговые ракетные двигатели. М., 1961, стр. 150.
78. Кэш С. У., Старр У. Л. В кн.: Ионные, плазменные и дуговые ракетные двигатели. М., 1961, стр. 121.
79. Bostik W. H. Phys. Rev., **104**, 292, 1956; **106**, 104, 1957.
80. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Подгорный И. М., Чуватин С. А. ЖЭТФ, **33**, 3, 1957.
81. Балагуров А. Я., Ершов А. Г., Лесков Л. В., Петров А. М., Савичев В. В., Чивилев В. А. ЖТФ, **37**, 274, 1967.
82. Раузброк, Клингмен, Габбинс. Ракетная техника и космонавтика, № 2, 138, 1964.
83. Григорьев В. Н. ПМТФ, № 2, 35, 1965; № 4, 146, 1965.
84. Кварцхава И. Ф., Меладзе Р. Д., Суладзе С. В. ЖТФ, **30**, 289, 1960; Кварцхава И. Ф., Меладзе Р. Д., Хаутиев Э. Ю., Решетняк Г. Г., Синявский А. П. ЖТФ, **36**, 759, 1966.
85. Marschall J. Phys. Fluids, 3, 135, 1960.
86. Холев С. Р., Полтавченко Д. С. ДАН СССР, **131**, 1096, 1960.
87. Камак, Кантровиц, Петчек. В кн.: Движущаяся плазма. М., 1961, стр. 572.

88. Ларсон, Гудинг, Хейорт, Эшби. Ракетная техника и космонавтика, № 5, 226, 1965.
89. Patrick R. M. Phys. Fluids, **2(6)**, 589, 1959.
90. Sevier J. R., Hess R. V., Brockman P. ARS Journal, **32**, 78, 1962.
91. Рушайло А. М. ПМТФ, № 4, 149, 1965.
92. Гуров С. В., Джафаров Т. А., Малинин А. А., Осадин Б. А., Тайнов Ю. Ф. ЖТФ, **34**, 868, 1964.
93. Осадин Б. А. ЖТФ, **35**, 1327, 1965.
94. Комельков В. С. В кн.: Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, т. I. М., 1959; Васильев В. И., Комельков В. С., Скворцов Ю. В., Церевитинов С. С. ЖТФ, **30**, 756, 1960; Скворцов Ю. В., Комельков В. С., Терещенко В. Н. ЖТФ, **34**, 1790, 1964.
95. Скворцов Ю. В., Комельков В. С., Церевитинов С. С. ЖТФ, **34**, 965, 1964.
96. Josephson V. J. Appl. Phys., **29**, 30, 1958.
97. Кэш, Гейджер, Старр, Вэйли. В кн.: Движущаяся плазма. М., 1961, стр. 326.
98. Скотт, Бэсмен, Литтл, Томсон. В кн.: Движущаяся плазма. М., 1961, стр. 339.
99. Josephson V., Halles R. W. Phys. Fluids, **4**, 373, 1961.
100. Scott R. F., Wenzel R. F. Phys. Fluids, **2**, 609, 1959.
101. Азовский Ю. С., Гужовский И. Т., Сафронов Б. Г. ЖТФ, **34**, 841, 1964.
102. Азовский Ю. С., Гужовский И. Т., Сафронов Б. Г. В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 4. Киев, 1965, стр. 279.
103. Азовский Ю. С., Гужовский И. Т., Сафронов Б. Г., Чураев В. А. ЖТФ, **32**, 1050, 1962.
104. Гужовский И. Т., Кривонос А. Ф., Сафронов Б. Г. В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 2. Киев, 1963, стр. 219.
105. Колб А., Грим Г. УНФ, **82**, 83, 1964.
106. Блэкман, Ниблет. В кн.: Движущаяся плазма. М., 1961, стр. 313.
107. Кварцхава И. Ф., Кервалидзе К. Н., Гваладзе Ю. С. ЖТФ, **30**, 297, 1960.
108. Николаевский Л. С., Симоненко А. Ф., Гренишин С. Г. ЖПС, **4**, 485, 1966; **6**, 141, 1967.
109. Rothhardt L. Kernenergie, **7**, 481, 1964; Beit. Plasmaphys., H. 5/6, 1965.
110. Кунен А. Е., Макилрой У. В кн.: Ионные, плазменные и дуговые ракетные двигатели. М., 1961, стр. 195.
111. Finkelstein D., Sawyer G., Stratton T. Phys. Fluids, **1**(3). 188, 1958.
112. Журов В. В., Суляев В. А. Инженерный журнал, **3**, 645, 1963; **3**, 373, 1963.
113. Ладыжевский М. Д., Черникова Л. Г. ПМТФ, № 2, 3, 1961.
114. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., 1961.
115. Морозов А. И. ЖЭТФ, **5**, 215, 1957.
116. Подгорный И. М., Чуватин С. А., Быков Т. А., Письменный В. Д. В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 4. Киев, 1958, стр. 222.
117. Ковалев А. М. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 2. Киев, 1963, стр. 228.
118. Дубовой Л. В., Березин Ю. А. ЖТФ, **34**, 1867, 1964.
119. Колесников П. М. Автореферат кандидатской диссертации. Харьковский авиационный институт, 1964; ЖТФ, **34**, 1938, 1964; ЖТФ, **35**, 1577, 1965.

120. Мусин А. К. Радиотехника и электроника, 7, 547, 1962; 7, 1799, 1962.
121. Баранов В. Ю., Мусин А. К. Радиотехника и электроника, 9, 283, 1964.
122. Тимофеев А. Д., Маринин В. Т., Шевчук Б. А., Калмыков А. А. ЖТФ, 35, 858, 1965.
123. Баранов В. Ю., Мусин А. К., Тимофеева Г. Г. ПМТФ, № 5, 107, 1966; ЖТФ, 36, 1387, 1966.
124. Мусин А. К. ЖТФ, 36, 1626, 1966.
125. Колесников П. М. ЖТФ, 36, 80, 1966.
126. Jelen J. Czech. J. Phys., B(17), 575, 1967.
127. Lovberg R. H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 11, 187, 1961.
128. Burkhardt L. C., Lovberg R. H. Phys. Fluids, 5, 341, 1962.
129. Kech J. S. Phys. Fluids, 5, 630, 981, 1961.
130. Золототрубов И. М. и др. ЖТФ, 34, 988, 1964.
131. Anderson O. A. Phys. Rev., 110, 1375, 1958.
132. Greifinder C., Cole J. D. Phys. Fluids, 4, 527, 1961.
133. Hart P. J. Phys. Fluids, 5, 38, 1962; J. Appl. Phys., 35, 3425, 1964.
134. Wetstone D. M. Phys. Fluids, 5, 981, 1962.
135. Мусин А. К. ПМТФ, № 6, 69, 1967.
136. Mawardi O. K., Naraghi M. IEEE Trans. Nucl. Sci., № 1, 1963.
137. Григорьев В. Н. ПМТФ, № 5, 58, 1966.
138. Curzon F. L., Churchill R. G., Howard R. Proc. Phys. Soc., 81, 2, 1963; Mostov M., Neuringer J., Rigney D. S. Phys. Fluids, 4, 1097, 1961.
139. Mawardi O. K. Phys. Fluids, Suppl., 7, 59, 1964.
140. Хижняк Н. А., Калмыков А. А. ЖТФ, 36, 1608, 1966.
141. Калмыков А. А., Тимофеев А. Д., Панкратьев Ю. И., Арцебашев В. И., Хижняк Н. А. ЖТФ, 37, 877, 1967.
142. Хижняк Н. А., Сафронов Б. Г., Верещагин В. Л. ЖТФ, 38, 40, 1968.
143. McLean E. A., Faneuff C. E., Kolb A. C., Griem H. R. Phys. Fluids, 3, 843, 1960.
144. Wiese W., Berg H. F., Griem H. R. Phys. Rev., 120, 1079, 1960.
145. Wiese W., Berg H. F., Griem H. R. Phys. Fluids, 4, 250, 1961.
146. Колб А. В кн.: Физика плазмы и магнитная гидродинамика. М., 1961.
147. Barnard A. J., Cormack J. D. et al. Canad. J. Phys., 40, 5, 1962.
148. Roshko A. Phys. Fluids, 3, 6, 835, 1960.
149. Cloupean M. C. R. Acad. Sci., Paris, 251, 918, 1960; 253, 1163, 1961; 254, 213, 1962.
150. Chang C. T. Phys. Fluids, 4, 1085, 1961.
151. Fucks W., Bohn W. L. Zs. Phys., 170, 4, 409, 1962.
152. Jeanmaire P., Klingenberg H., Reichenbach H. Zs. Naturforsch, 18a, 318, 1963.
153. Klingenberg H., Meder E. Zs. Naturforsch., 18a, 459, 1963.
154. Klingenberg H. Zs. Naturforsch., 18a, 1331, 1963.
155. Jeanmaire P. Phys. Fluids, 6, 1028, 1963.
156. Brederlow J. Zs. Naturforsch., 18a, 868, 1963.
157. Cloupean M. Phys. Fluids, 6, 679, 1963.
158. Cormack J. D. Canad. J. Phys., 41, 1591, 1963.
159. Cormack J. D. Zs. Naturforsch., 19a, 934, 1964.
160. Fucks W., Theenhaus R. Zs. Phys., 175, 257, 177, 269, 1963.
161. Hofman W. Zs. Naturforsch., 18a, 309, 1963.
162. Hertel J., Klingenberg H. Zs. Naturforsch., 19a, 941, 1964.
163. Hart P. J. J. Appl. Phys., N 12, 3425, 1964.
164. Воротникова М. И., Солоухин Р. И. ПМТФ, № 5, 138, 1964.
165. Макаров Ю. В., Максимов А. М. ЖТФ, 35, 223, 650, 658, 1965.
166. Fucks W., Czech J. Phys. Fluids, 8, 1, 204, 1965.
167. Fucks W., Theenhaus R. Plasma Physics (Journal of Nuclear Energy, Part C), 7, 177, 1965.

168. Brinkschulte H., Muntenbruch H. Zs. Naturforsch., **20a**, 196, 1965.
169. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖТФ, **35**, 1454, 1965; ЖТФ, **36**, 1202, 1966; Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Нагорная Н. И. ЖТФ, **36**, 1207, 1966; Гречихин Л. И., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ЖТФ, **39**, 689, 1969.
170. Макаров Ю. В., Чекалин Э. К. Физические процессы в электромагнитных ударных трубах. М., 1968.
171. Малкин О. А., Степанов А. М. ТВТ, **5**, 164, 1967.
172. Петрухин А. И., Проскуряков В. А. ЖЭТФ, **50**, 1481, 1966; **51**, 1348, 1966.

К ГЛАВЕ II

1. Русанов В. Д. Современные методы диагностики плазмы. М., 1962.
2. Оптическая пирометрия плазмы. Сборник статей (пер. с англ.). Под ред. Н. Н. Соболева. М., 1960.
3. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., 1969.
4. Диагностика плазмы. Под редакцией Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М., 1967.
5. Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik. Bd. 1, Hrsg. R. Rompe, M. Steenbeck. Akad. Verlag. Berlin, 1967.
6. Lochte-Holtgreven W. Plasma Diagnostics. Amsterdam, North-Holland Publ. Co., 1968.
7. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., 1967.
8. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М., 1964.
9. Саламандра Г. Д., Баженова Т. В., Зайцев С. Г. и др. Некоторые методы исследования быстропротекающих процессов. М., 1960.
10. Подгорный И. М. Лекции по диагностике плазмы. М., 1968.
11. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М., 1968.
12. Душин Л. А., Павличенко О. С. Исследование плазмы с помощью лазеров. М., 1968.
13. Диагностика плазмы, вып. 2. М., 1968.
14. Лохте-Хольтгревен В. УФН, **72**, 521, 1960.
15. Зайдель А. Н., Малышев Г. М., Шрейдер Е. Я. ЖТФ, **31**, 129, 1961.
16. Колесников В. Н. В кн.: Труды ФИАН СССР, т. 30. М., 1964, стр. 66.
17. Сахаров А. Д. Изв. АН СССР, **12**, 372, 1948.
18. Edels H. Techn. Rept. ERA, ref. L/T, 230, 1950.
19. Мандельштам С. Л., Суходрев Н. К. ЖЭТФ, **24**, 701, 1953.
20. Китаева В. Ф., Обухов-Денисов В. В., Соболев Н. Н. В кн.: Физические проблемы спектроскопии, т. 1. М., 1962, стр. 116.
21. Neumann W. Beitr. Plasmaphys., **3**, 12, 1962.
22. Колесников В. Н., Соболев Н. Н. В кн.: Материалы XV совещания по спектроскопии. Минск, 1963.
23. Сена Л. А. ЖЭТФ, **16**, 811, 1946.
24. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. В кн.: Физические проблемы спектроскопии, т. 1. М., 1962, стр. 131.
25. Суходрев Н. К. В кн.: Труды ФИАН СССР, т. 15. М., 1961, стр. 123.
26. Воробьев В. С. ЖЭТФ, **51**, 327, 1967.
27. Лохте-Хольтгревен, Шаль и Векен. В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., 1962, стр. 17.
28. Александров В. Я., Гуревич Д. Б., Подмошенский И. В. Оптика и спектроскопия, **23**, 521, 1967.

29. Александров В. Я., Гуревич Д. Б., Подмошенский И. В. Оптика и спектроскопия, **24**, 342, 1968.
30. Sampson D. H. Astrophys. J., **114**, 96, 1966.
31. Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Оптика и спектроскопия, **6**, 813, 1959.
32. Corliss Ch. H., Bozmann W. R. Experim. Transition Probabilities for Spectral Zines of Seventy Elements, NBS, Washington, 1962.
33. Glennon B. M., Wiese W. L. Bibliography on Atomic Transition Probabilities, NBS, Washington, 1962.
34. Колесников В. Н., Лесков Л. В. УФН, **65**, 3, 1958.
35. Bates D. R., Damgaard A. Philos. Trans. Roy. Soc. London, **A242**, 101, 1949.
36. Blitzer L., Cady W. M. JOSA, **41**, 440, 1951.
37. Вайнштейн Л. А., Леонтович А. М., Малявкин Л. П., Мандельштам С. Л. ЖЭТФ, **24**, 326, 1958.
38. Мартников Е. Г. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2, 1958, стр. 154; Лабудо А. А., Мартинков Е. Г., Некрашевич И. Г. Изв. АН СССР, сер. физ., **22**, 720, 1958; В кн.: Физические проблемы спектроскопии, т. 1. М., 1962, стр. 140.
39. Ванюков М. П., Муратов В. Р., Мухитдинова И. А. Оптика и спектроскопия, **11**, 312, 1961.
40. Деревщиков В. А. ТВТ, **5**, 423, 1967.
41. Fowler R. H., Milne E. A. Phil. Mag., **45**, 1, 1923.
42. Larenz R. W. Zs. Phys., **129**, 327, 1951.
43. Киселевский Л. И., Бондарь В. А. ЖПС, **5**, вып. 3, 1966.
44. Krempl H. Zs. Phys., **167**, 302, 1962.
45. Унзольд А. Физика звездных атмосфер М., 1949.
46. Berthelot Ch. A. JQSRT, **5**, 495, 1965; Spectrochim. Acta, **22**, 829, 1966.
47. Kramers H. A. Phil. Mag., **46**, 836, 1923.
48. Unsöld A. Ann. Phys., **33**, 607, 1938.
49. Биберман Л. М., Норман Г. Э. JQSRT, **3**, 221, 1963; Оптика и спектроскопия, 8, 433, 1960; УФН, **91**, 193, 1967.
50. Griem H. R., Kolb A. C., Shen K. J. Astrophys. J., **135**, 272, 1962.
51. Boranger M., Moser B. Phys. Rev., **1125**, 521, 1958.
52. Wulff H. Zs. Phys., **150**, 614, 1958.
53. Berg H. F., Ali A. W., Lincke R., Griem H. R. Phys. Rev., **125**, 199, 1962.
54. Мазинг М. А. В кн.: Труды ФИАН СССР, т. 15. М., 1962, стр. 55.
55. Мак А. А. ЖЭТФ, **37**, 1488, 1959; ЖТФ, **31**, 94, 1961.
56. Ванюков М. П., Мак А. А. В кн.: Физические проблемы спектроскопии, т. 1. М., 1962, стр. 136.
57. Orville R. E., Uman M. A., Stetten A. M. J. Appl. Phys., **38**, 895, 1967.
58. Stampa A. Zs. Astrophys., **58**, 82, 1963.
59. Деревщиков В. А., Дерябина М. А. ТВТ, **5**, 14, 1967.
60. Китаева В. Ф. В кн.: Труды ФИАН СССР, т. 2. М., 1959, стр. 3.
61. Гречихин Л. И., Ельяшевич М. А. ЖПС, **3**, 201, 1965.
62. Гречихин Л. И., Тюнина Е. С. ЖПС, **5**, 426, 1966; ТВТ, **5**, 764, 1967.
63. Гречихин Л. И., Скутов Д. К. ЖПС, **4**, № 5, 1966.
64. Гречихин Л. И., Ельяшевич М. А., Киселевский Л. И. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 287.
65. Stone P. M., Agnew Z. Phys. Rev., **127**, № 4, 1962; Griem H. R. Phys. Rev., **128**, № 2, 1962.
66. Sadjian H., Wimmel H. K., Margenau H. JQSRT, **1**, 46, 1961.
67. Гречихин Л. И., Тюнина Е. С. ТВТ, **1**, 399, 1963.
68. Vidal C.-R. Zs. Naturforsch., **19 a**, 947, 1964.

69. Ельяшевич М. А., Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Баканович Г. И., Тюнина Е. С., Скутов Д. К. В кн.: Тезисы докладов III Всесоюзного совещания по атомным и электронным столкновениям. Харьков, 1965.
70. Гречихин Л. И. ДАН БССР, **10**, 232, 1966.
71. Гречихин Л. И. Оптика и спектроскопия, **22**, 548, 1967.
72. Ja'akobi B. JQSRT, **9**, 143, 1969.
73. Евтушенко Т. П., Зайдель А. Н., Островская Г. В., Челидзе Т. Я. ЖТФ, **36**, вып. 8, 1966.
74. Николаевский Л. С., Симоненко А. Ф., Гренишин С. Г. ЖПС, **6**, вып. 2, 1967.
75. Верош Т., Петков А. П. Proc. XIV Colloguim Spectrocs. Intern. Debrecen, 1967.
76. Егорова В. Ф., Исаенко В. И., Мак А. А., Садыкова А. И. ЖТФ, **32**, 338, 1962.
77. Ingliss D. R., Teller E. Astrophys. J., **90**, 439, 1939.
78. Макаров Ю. В., Максимов А. М. ЖТФ, **35**, вып. 2, 1965.
79. Holtsmark J., Trumpy B. Zs. Phys., **31**, 803, 1927.
80. Унзольд А. В кн.: Современные проблемы астрофизики и физики Солнца. М., 1951.
81. Мандельштам С. Л., Соболев Н. Н. ЖЭТФ, **20**, 323, 1950.
82. Griem H. R., Baranger M., Colb A., Oertel G. Phys. Rev., **125**, 177, 1962.
83. Griem H. R. Phys. Rev., **128**, 515, 1962.
84. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И. Оптика и спектроскопия, **6**, 440, 1959.
85. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963.
86. Мандельштам С. Л., Мазинг М. А. Изв. АН СССР, сер. физ., **23**, 1017, 1959; ЖЭТФ, **36**, № 4, 1959.
87. Stark J. Ann. Phys., **43**, 965, 1914; Stark J., Wendt G. Ann. Phys., **43**, 983, 1914; Stark J., Kirschbaum H. Ann. Phys., **43**, 1017, 1914.
88. Fujioka J., Nakamura S. Astrophys. J., **65**, № 4, 1927.
89. Unsöld A. Ann. Phys., **82**, 355, 1927.
90. Клуге К., Кернией И., Петков А. П., Верош Т. Оптика и спектроскопия, **23**, 334, 1967.
91. Кравченко Т. А., Зыкова Т. Ф. Изв. СО АН СССР, сер. техн., **13**, 3, 1968.
92. Баканович Г. И., Гречихин Л. И. ТВТ, 3, 520, 1965.
93. Баканович Г. И., Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Прикладная спектроскопия, т. 1. М., 1969, стр. 95.
94. Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Нагорная Н. И. ЖТФ, **36**, 1207, 1966.
95. Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. М., 1966.
96. Allen C. W. Astrophys. Quantities, Sec. Edition, Univ. of London, 1963.
97. Гречихин Л. И. ТВТ, **6**, 507, 1968.
98. Баранже М. В кн.: Атомные и молекулярные процессы. М., 1964, стр. 429.
99. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М., 1962.
100. Милиянчук В. С. ДАН СССР, **67**, 1001, 1949; **68**, 41, 1949.
101. Баканович Г. И., Гречихин Л. И. ТВТ, **7**, № 2, 1969.
102. Agnew L., Summers C. Symposium on Termionic Power Conversion, **2**, 1963.
103. Лукьянов С. Ю., Синицин В. И. ЖЭТФ, **34**, 849, 1958.
104. Зайдель А. М., Малышев Г. М., Березин А. Б., Раздобарин Г. Т. ЖТФ, **30**, № 12, 1437, 1960.

105. Комельков В. С., Церевитинов С. С. УНФ, **9**, 184, 1964.
106. Башилов В. А. ПТЭ, № 2, 183, 1965.
107. Чекалин Э. К., Шуманов В. С. В кн.: Свойства газов при высоких температурах. М., 1967, стр. 106.
108. Гренишин С. Г., Есин Р. А., Сидорова Е. А. Оптико-механическая промышленность, № 9, 12, 1959.
109. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии, **9**, 114, 1964.
110. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: *Тезисы докладов* III Всесоюзного совещания по высокоскоростной фотографии. Л., 1962.
111. Балашов И. Ф., Ванюков М. П. Оптика и спектроскопия, **9**, 970, 1960.
112. Баюнов В. И., Демидов М. И., Подмошенский И. В. УНФ, **9**, 76, 1964.
113. Гуревич Д. Б., Прокофьев В. К. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 116.
114. Барнет К. Р. Атомная техника за рубежом, № 10, 31, 1958.
115. Волков Я. Ф., Дятлов В. Г., Митина Н. И. ТВТ, № 4, 1965; ЖТФ, **35**, 1040, 1965; ЖТФ, **37**, 1792, 1967.
116. Колошников В. Г. и др. Оптика и спектроскопия, **11**, 556, 1961.
117. Елисеев В. В., Русанов В. Д., Стриганов А. Р., Щеглов Д. А. ЖПС, 5, 396. 1966.
118. Hiel R. A., Becker E. H. Appl. Optics, 3, 929, 1964.
119. Кован И. А., Москвин Ю. Л., Смирнов В. П., Франк-Каменецкий Д. А. Ядерный синтез, 4, 227, 1964.
120. Бутслов М. М., Комельков В. С., Нестерихин Ю. Е. УНФ, **9**, 72, 1964.
121. Кругляков Э. П., Нестерихин Ю. Е. ТВТ, 3, 617, 1965.

К ГЛАВЕ III

1. Mach E., Salcher P. Sitz. Wien, **98**, 1303, 1889.
2. Mach L. Sitz. Wien, **106**, 1025, 1897.
3. Emden R. Ann. Phys. and Chem., **69**, 426, 1899.
4. Prandtl L. Phys. Zs., **5**, № 19, 599, 1904.
5. Lord Rayleigh. Phil. Mag., **6**, 177, 1916.
6. Hartmann J., Lazarus F. Phil. Mag., (7) **31**, 35, 1941.
7. Ladenburg R., Van Voorhis C. C., Winkler J. Phys. Rev., 76, 662, 1949.
8. Зауэр Р. Введение в газовую динамику. М., 1947.
9. Бай Ши-и. Теория струй. М., 1960.
10. Boldt W. Monatsber. Deut. Akad. Wiss., **5**, 350, 1963; Beit. Plasmaphys., **5**, 143, 1965.
11. Ющенкова Н. И., Немченко В. И., Лыжникова С. А. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 370; Ющенкова Н. И., Лыжникова С. А., Немченко В. И. В кн.: Явления переноса в низкотемпературной плазме. Минск, 1969, стр. 106.
12. Ющенкова Н. И., Камаев Б. Д., Лыжникова С. А., Немченко В. И. В кн.: Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы, т. 2. М., 1969, стр. 250.
13. Каукова О. Н., Наумова И. Н. и др. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. М., 1961.
14. Волконская Т. Г. В кн.: Численные методы в газовой динамике. М., 1963.
15. Емельянов В. М. Инженерный журнал, **5**, 545, 1965.
16. Adamson T. C., Nicholls J. A. J. Aerosp., **26**, 1, 1959.

17. Льюис, Карлсон. Ракетная техника и космонавтика, № 4, 239, 1964.
18. Крист, Шерман, Глясс. *Ракетная техника и космонавтика*, № 1, 37, 1966.
19. Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Плюта В. Е., Шимановичв. Д. В кн.: Труды межвузовской научной конференции по новой технике. М., 1964, стр. 126; Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Плюта В. Е. Оптика и спектроскопия, **12**, 120, 1962; Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖТФ, **32**, 1074, 1962.
20. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ПМТФ, № 3, 77, 1965; Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Нагорная Н. И. ПМТФ, № 6, 47, 1965; Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы, т. 2. М., 1969, стр. 262.
21. Бабушкин А. А. ЖЭТФ, **14**, 184, 1944.
22. Мандельштам С. Л., Райский С. М. Изв. АН СССР, **13**, 549, 1949.
23. Соболев Н. Н. ЖЭТФ, **13**, 137, 1943.
24. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. Оптика и спектроскопия, **4**, 539, 1958; Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Оптико-механическая промышленность, № 1, 1960.
25. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Оптика и спектроскопия, **15**, 741, 1963.
26. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. В кн.: Низкотемпературная плазма. М., 1967, стр. 432; ТВТ. **6**, 48, 1968.
27. Воронцов Е. И. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 154.
28. Hermoch V., Zitka B., Sobra K. *Чех. физ. журн.* **4**, 486, 1954.
29. Hermoch V. Чех. физ. журн., **9**, 221, 337, 505, 1959.
30. Киселевский Л. И., Султанов М. А. Изв. АН БССР, сер. физ.-матем., вып. 1, 80, 1965; ТВТ, **4**, 40, 1966; Киселевский Л. И., Снопко В. Н. ЖПС, **5**, 148, 421, 1966; Морозов В. А., Киселевский Л. И. ИФЖ, **13**, 644, 1967; ДАН БССР, **12**, 413, 1968.
31. Семенов В. К., Спекторов Л. А. ЖТФ, **34**, вып. 5, 1964.
32. Камельков В. С., Скворцов Ю. В., Терещенко В. Н. ЖТФ, **33**, 719, 1963.
33. Зингерман А. С., Лифшиц А. Н. Изв. вузов, Электромеханика, вып. 7, 78, 1959; Зингерман А. С. Изв. вузов, Физика, вып. 1, 20, 1963.
34. Золотых Б. Н. В кн.: Проблемы электрической обработки материалов. М., 1962, стр. 5.
35. Раховский В. И., Левченко Г. В., Теодорович О. К. Разрывные контакты электрических аппаратов. М., 1966.
36. Rich J. A. J. Appl. Phys., **32**, 1023, 1961.
37. Головейко А. Г. ИФЖ, **13**, 215, 1967; **14**, № 3, 1968; Изв. вузов, Энергетика, № 5, 1968.
38. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М., 1968.
39. Суходрев Н. К. В кн.: Труды ФИАН СССР, т. 15. М., 1961, стр. 123.
40. Башаров Р., Гавриловская Е. Н., Малкин О. А., Трехов Е. С. ЖТФ, **35**, 1853, 1965; Макшанцев Б. Б., Тихонов А. Б. Изв. вузов, Физика, вып. 6, 46, 52, 1968.
41. Авраменко В. Б., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ТВТ, **7**, 13, 1969.
42. Finkelburg W. Zs. Phys., **B 114**, 714, 1939.
43. Некрашевич И. Г., Бакута И. А. В кн.: Сборник научных трудов Физ.-техн. института АН БССР, вып. 2. Минск, 1955; Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 159; Некрашевич И. Г., Бакута И. А. ИФЖ, вып. 8, 59, 1959.

44. Boyle S., Lermer L. H. J. Appl. Phys., **26**, 584, 1955.
45. Somervill J. M., Grainger C. T. Brit. Appl. Phys., **7**, 109, 400, 1956.
46. Мандельштам С. Л., Суходрев Н. К., Шабанский В. П. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 148.
47. Froom K. D. Proc. Phys. Soc., **62B**, 805, 1949; **63B**, 377, 1960.
48. Somervill J. M., Blevin W. R., Fletcher N. H. Proc. Phys. Soc., **65B**, 963, 1952.
49. Zižka E. Чех. физ. журнал, **10**, 327, 1960.
50. Feddersen W. Proggendorf. Ann., **116**, 132, 1862.
51. Райский С. М. ЖЭТФ, **10**, 908, 1940.
52. Некрашевич И. Г., Олехнович Н. М. В кн.: Сборник научных трудов Физ.-техн. института АН БССР, вып. 5. Минск, 1959, стр. 189.
53. Зимин В. М. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 161.
54. Haynes J. R. Phys. Rev., **73**, 891, 1948; Smith Ch. G. Phys. Rev., **69**, 96, 1946.
55. Султанов М. А., Киселевский Л. И. ЖПС, **1**, 268, 1964.
56. Гречихин Л. И., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ТВТ, **6**, 779, 1968.
57. Гуревич Д. Б., Прокофьев В. К. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 116.
58. Мартинков Е. Г. Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2, Львов, 1958, стр. 164; Мартинков Е. Г., Некрашевич И. Г. ДАН БССР, **3**, 143, 1959.
59. Романов Г. С., Степанов К. Л. Действие световых потоков на металлы. Препринт ИФ АН БССР, 1967.
60. Cobine J. D., Burger E. E. J. Appl. Phys., **26**, 895, 1955.
61. Андреев С. И. Автореферат кандидатской диссертации. Л., 1963.
62. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М., 1964.

К ГЛАВЕ IV

1. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖТФ, **35**, 1454, 1965; **36**, 1202, 1966; Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Нагорная Н. И. ЖТФ, **36**, 1207, 1966; Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы, т. 2. М., 1969, стр. 262; Гречихин Л. И., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ЖТФ, **39**, 689, 1969.
2. Осадин Б. А. ЖТФ, **35**, 1230, 1965.
3. Еремин Б. Г., Миллер М. А., Полуяхтов Б. К. ЖТФ, **37**, 987, 1967.
4. Баракаускас. Ракетная техника и космонавтика, № 9, 162, 1964.
5. Макаров Ю. В., Нартов С. В. ЖТФ, **33**, 724, 1963.
6. Зимер Р. У. В кн.: Ионные, плазменные и дуговые ракетные двигатели. М., 1961, стр. 150.
7. Fucks W., Czech J. Phys. Fluids, **8**, 204, 1965.
8. Cloupean M. Phys. Fluids, **6**, 679, 1963; Cormack J. D. Zs. Naturforsch., **19a**, 934, 1964; Макаров Ю. В., Максимов А. И. ЖТФ, **35**, 223, 650, 658, 1965.
9. Ingliss D. R., Teller E. Astrophys. J., **90**, 439, 1939.
10. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., 1969.

11. Бродский В. Б., Белицкий Б. М. и др. ЖТФ, **33**, 419, 426, 1963; Голант В. Е. ЖТФ, **30**, 1265, 1960; Азовский Ю. С., Гужовский И. Т. и др. ИФЖ, **9**, 55, 1963.
12. Анисимов А. И., Виноградов Н. И. ЖТФ, **32**, 3, 1962.

К ГЛАВЕ V

1. Кэш С. У., Старр У. Л. В кн.: Ионные, плазменные и дуговые ракетные двигатели. М., 1961, стр. 121.
2. Гуров С. В., Джафаров Т. А., Малинин А. А., Осадин Б. А., Тайнов Ю. Ф. ЖТФ, **34**, 867, 1964; Осадин Б. А. ТВТ, **3**, 914, 1965; Осадин Б. А. ЖТФ, **35**, 1230, 1327, 1965.
3. Деревщиков В. А., Дерябина М. А. ТВТ, **4**, 20, 1966; ТВТ, **5**, 14, 1967; Деревщиков В. А. ТВТ, **5**, 423, 1967; ЖТФ, **37**, 315, 1967.
4. Азовский Ю. С., Гужовский И. Т., Сафронов Б. Г., Чураев В. А. ЖТФ, **32**, 1050, 1962.
5. Голстейн, Майструп. Ракетная техника и космонавтика, № 1, 127, 1966.
6. Кварцхава И. Ф., Матвеев Ю. В., Меладзе Р. Д., Хаутиев Э. Ю., Решетняк Н. Г., Жуков Н. Н., Синявский А. П. ЖТФ, **36**, 755, 795, 1966.
7. Баканович Г. И., Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖПС, 8, 412, 1968.
8. Лесков Л. В., Савичев В. В. и др. В кн.: Генераторы низкотемпературной плазмы. М., 1969, стр. 363.
9. Баканович Г. И., Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Генераторы низкотемпературной плазмы. М., 1969, стр. 454.
10. Иванова Л. Е. Изв. СО АН СССР, серия техн., № 3, 22, 1968.
11. Ельяшевич М. А., Минько Л. Я., Давыдов Б. Б. В кн.: Тезисы докладов III Всесоюзной теплофизической конференции по свойствам веществ при высоких температурах. Баку, 1968.
12. Калыгин А. Г., Козлов М. П., Корещенко Н. А., Лесков Л. В., Саенко В. Б. В кн.: Тезисы докладов III Всесоюзной теплофизической конференции по свойствам веществ при высоких температурах. Баку, 1968.
13. Андрианов А. М., Земсков А. И., Прут В. В., Храбров В. А. ЖТФ, **39**, 1969, стр. 433; В кн.: Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1968.
14. Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. В кн.: Тезисы II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1968.
15. Лесков Л. В., Мухоян М. З., Савичев В. В. В кн.: Тезисы II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1968.
16. Тайнов Ю. Ф. ИФЖ, **15**, 1128, 1968.
17. Рылов Ю. П., Тайнов Ю. Ф., Чиков В. П. ПМТФ, № 2, 52, 1969.
18. Пирс. В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., 1962, стр. 221.
19. Емельянов В. А., Жаврид Г. П. ИФЖ, **4**, 64, 1962.
20. Преображенский Н. Г. Изв. вузов, Физика, № 6, 1959; № 6, 1961.
21. Дронов А. П., Свиридов Л. Г., Соболев Н. Н. Опт. и спектр., **5**, 490, 1958.
22. Диагностика плазмы. Под редакцией Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М., 1967.
23. Olsen H. N. JQSRT, **3**, 305, 1963.

24. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., 1969.
25. Лохте-Хольтгревен, Шаль, Векен. В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., 1962, стр. 17.
26. Селиванов В. В., Шляпинтох И. Я. ЖФХ, **32**, № 3, 1958.
27. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963.
28. Ванюков М. П., Даниэль Е. В. ЖТФ, **37**, 1529, 1927, 1967; Даниэль Е. В. Автореферат кандидатской диссертации. Л., 1968.
29. Кнунянц И. Л., Фокин А. В. Покорение неприступного элемента. М., 1963.
30. Буевич Ю. А., Егоров О. К., Якушин М. И. ПМТФ, № 4, 72, 1968.
31. Баренблатт Г. И., Всеволодов Н. Н., Миркин Л. И., Пилипецкий Н. Ф., Райзер Ю. П. Письма в ЖЭТФ, **5**, вып. 3, 1967.
32. Мандельштам С. Л., Суходрев Н. К., Шабанский В. П. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 148.
33. Некрашевич И. Г., Олехнович Н. М. В кн.: Сб. научных трудов физико-технического института АН БССР, вып. 5. Минск, 1959, стр. 189.
34. Hermoch V. Чех. физ. журнал, **9**, 221, 337, 505, 1959.
35. Султанов М. А., Киселевский Л. И. ЖПС, **1**, 268, 1964.
36. Гречихин Л. Я., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. В кн.: Тезисы докладов I Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Киев, 1966.
37. Вилистер В. М., Седова М. Л. Физика и химия обработки материалов, № 2, 1967.
38. Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Плюта В. Е. Оптика и спектроскопия, **12**, 120, 1962; Гречихин Л. И., Минько Л. Я. и др. В кн.: Труды межвузовской научной конференции по новой технике. М., 1964, стр. 126; Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ПМТФ, № 3, 77, 1965; ЖПС, **4**, № 4, 1966.
39. Josephson V., Halles R. W. Phys. Fluids, **4**, 373, 1961.
40. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖТФ, **35**, 1454, 1965.
41. Макаров Ю. В., Чекалин Э. К. Физические процессы в электромагнитных ударных трубах. М., 1968.
42. Кварцхава И. Ф., Меладзе Р. Д., Суладзе К. В. ЖТФ, **30**, 289, 1960; Кварцхава И. Ф., Меладзе Р. Д., Хаутиев Э. Ю., Решетняк Г. Г., Синявский А. П. ЖТФ, **36**, 759, 1966.
43. Скворцов Ю. В., Комельков В. С., Церевитинов С. С. ЖТФ, **34**, 965, 1964.
44. Григорьев В. Н. ПМТФ, № 2, 35, № 4, 146, 1965.
45. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖТФ, **37**, 1169, 1967.
46. Гречихин Л. И., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. В кн.: Тезисы докладов I Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Киев, 1966, стр. 39.
47. Гречихин Л. И., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ЖТФ, **39**, № 4, 1969.
48. Давыдов Б. Б., Костюкевич Е. А. Изв. АН БССР, сер. физ.-матем., № 3, 108, 1968.
49. Башаров Р., Гавриловская Е. Н., Малкин О. А., Трехов Е. С. ЖТФ, **35**, 1953, 1965.
50. Sobra K., Kalivoda L., Hanitz F. Čzec. J. Phys., **B15**, № 7, 1965.
51. Ковалев А. М. В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 2. Киев, 1963, стр. 231.

К ГЛАВЕ VI

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н. ЖЭТФ, **46**, 171, 1964.
2. Dawson J. M. Phys. Fluids, **7**, 981, 1964.
3. Caruso A., Gratton F. Nucl. Fus., **5**, 87, 1965.
4. Басов Н. Г., Бойко В. А., Дементьев В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. ЖЭТФ, **51**, 989, 1966; Басов Н. Г., Грибков В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. ЖЭТФ, **53**, 1073, 1968; Басов Н. Г., Бойко В. А., Грибков В. А., Захаров С. М., Крохин О. Н., Склизков Г. В. Письма в ЖЭТФ, **9**, 520, 1969.
5. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. *Действие потоков излучения большой мощности на металлы.* М., 1970.
6. Ельяшевич М. А., Анисимов С. И., Романов Г. С., Гречихин Л. И., Минько Л. Я., Баканович Г. И. Разрушение металлов под действием излучения оптического квантового генератора. Отчет Института физики АН БССР, КЭ-14. Минск, 1963; Баканович Г. И., Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Прикладная спектроскопия, т. 1. М., 1969, стр. 95.
7. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖТФ, **37**, 1169, 1967.
8. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. В кн.: Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы, т. 2. М., *1969, стр. 262.*
9. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. ЖПС, 4, 293, 1966.
10. Namba S. Jpan. J. Appl. Phys., **4**, 153, 1965.
11. Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М., Ельяшевич М. А., Имас Я. А., Павленко Н. А., Романов Г. С. ЖТФ, **36**, 1273, 1966.
12. Ready J. F. J. Appl. Phys., **36**, 462, 1965.
13. Либенсон М. И., Имас Я. А., Вейко В. П. Физика и химия обработки материалов, **1**, 42, 1967.
14. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А. Физика и химия обработки материалов, **5**, 3, 1967.
15. Романов Г. С., Пустовалов В. К. Изв. АН БССР, сер. физ.-матем., **4**, 84, 1967.
16. Романов Г. С., Степанов К. Л. Действие световых потоков на металлы. Препринт ИФ АН БССР. Минск, 1967; Романов Г. С., Степанов К. Л. ЖПС, **8**, 753, 1968.
17. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. ЖПС, **11**, 637, 1969; ДАН СССР, **186**, 1048, 1969; ПМТФ, № 6, 3, 1969.
18. Brech F., Cross L. Appl. Spectrocs., **16**, 59, 1962.
19. Howe J. A. J. Chem. Phys., **39**, 1362, 1963; Howe J. A., Molloy T. V. J. Appl. Phys., **35**, 2265, 1964.
20. Harris I. J. IBMJ. Res. and Developm., 7, 342, 1963.
21. Ferguson H., Mentall J. E., Nicholls R. W. Nature, **204**, 1295, 1964; Mentall J. E., Nicholls R. W. J. Chem. Phys., **46**, 2881, 1967.
22. Капорский Л. М., Осипов Н. К., Свентицкий Н. С. В кн.: Прикладная спектроскопия, т. 1. М., 1969, стр. 86.
23. Пантелеев В. В., Янковский А. А. ЖПС, **3**, 96, 1965.
24. Коруничков А. И., Янковский А. А. ЖПС, **5**, 586, 1966.
25. Runge E. F., Minck R. W., Bryan F. R. *Spectrochim. Acta*, **20**, 733, 1963.
26. Карякин А. В., Ахманов М. В., Кайгородов В. А. ЖАХ, **20**, 145, 1965.
27. Осипов Н. К., Таганов К. И., Файнберг Л. М. В кн.: Прикладная спектроскопия, т. 1. М., 1969, стр. 77.
28. Жиряков Б. М., Фаннибо А. К., Юрышев М. Н. ЖПС, **10**, 143, 1969.

29. Арифов Т. У., Аскарьян Г. А., Рабинович М. С., Раевский И. М., Тарасова М. М. Письма в ЖЭТФ, **6**, 681, 1966.
30. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Молчанов В. А. ЖПС, **1**, 45, 1964.
31. Lichtmann D., Ready J. F. Appl. Phys., Letters., **3**, 115, 1963.
32. Емельянов В. А., Жаврид Г. П. ИФЖ, **4**, 64, 1962.
33. Гречихин Л. И. ТВТ, **1**, 198, 1963.
34. Мандельштам С. Л., Суходрев Н. К., Шабанский В. П. В кн.: Материалы X Всесоюзного совещания по спектроскопии, т. 2. Львов, 1958, стр. 148.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Глава I. **Методы получения импульсных плазменных потоков** 7

1. Развитие исследований по плазменным потокам 7

2. Способы получения высокоскоростных плазменных потоков 10

3. Импульсные газодинамические системы 13

4. Электродинамические системы 17

5. Процессы ускорения плазмы в электродинамических системах 24

6. Физические процессы в ЭМУТ 28

Глава II. **Некоторые спектроскопические методы диагностики импульсных плазменных потоков** 31

1. Применимость спектроскопических методов диагностики в условиях импульсных плазменных источников 31

Измерение температуры по относительным интенсивностям линий атомов и ионов 32

Определение температуры плазмы по температурным максимумам интенсивностей линий 36

Основные спектроскопические методы измерения концентрации заряженных частиц и их возможности 38

2. Определение концентрации заряженных частиц по квадратичному эффекту Штарка 41

3. Определение концентрации заряженных частиц по интенсивности запрещенных линий меди 47

4. Методы высокоскоростной спектральной регистрации 50
Высокоскоростная спектрографическая регистрация 51
Высокоскоростная спектральная фотоэлектрическая регистрация 54

5. Техника получения разрешенных во времени контуров спектральных линий с помощью фотоэлектрической регистрации 55

Глава III. **Исследование импульсных сверхзвуковых плазменных струй в условиях истечения с недорасширением** 60

1. Наиболее характерные параметры и свойства сверхзвуковых газовых струй 60

2. Обзор работ по получению импульсных плазменных струй при атмосферном давлении 65

3. Импульсный разряд как источник эрозионной плазмы 65

4. Исследование сверхзвуковой плазменной струи импульсного генератора при атмосферном давлении 75

Описание импульсного плазменного генератора и методики эксперимента 75

Механизм образования волновой структуры сверхзвуковой плазменной струи 77

Прерывистая структура сверхзвуковой плазменной струи. Скорость истечения 81

Влияние полярности электродов на структуру плазменной струи и скорость ее истечения 83

Изучение свойств сверхзвуковой плазменной струи спектроскопическими методами 84

Возможности импульсного плазменного генератора как источника недорасширенных сверхзвуковых плазменных струй 89

Глава IV. **Исследование недорасширенных сверхзвуковых плазменных потоков в электродных разрядных ударных трубах** 91

1. Описание электродной разрядной ударной трубы и техники эксперимента 92

2. Физические процессы в разрядной камере ЭРУТ и механизм образования волновой структуры в плазменном потоке 95

3. Некоторые особенности течения, обусловленные волновыми процессами 99

4. Изучение природы свечения в электродной разрядной ударной трубе и определение основных параметров плазмы 104

Глава V. **Исследование плазменных сгустков импульсных плазменных ускорителей эрозионного типа** 108

1. Описание ускорителей, техники и методики эксперимента. Электрические параметры разрядной цепи 109

2. Исследование динамики развития разряда и кинетики истечения плазменных сгустков 112

3. Спектроскопические исследования плазменных образований 118

4. Компонентный состав эрозионных плазменных образований 125

5. Разрушение плазмообразующих диэлектрических рабочих тел в импульсных плазменных ускорителях 128

6. О природе прерывистости плазменных образований в импульсных источниках эрозионного типа 132

Глава VI. **Исследование сверхзвуковых эрозионных лазерных плазменных струй** 138

1. Лазерное воздействие на поглощающие материалы как источник эрозионной низкотемпературной плазмы 138

2. Обзор экспериментальных работ по исследованию эрозионных лазерных плазменных струй ($q \sim 10^6 \div 10^8$ *вт/см*^{2}) 146

3. Исследование процесса разрушения материала при лазерном воздействии и истечения образующейся плазмы методами высокоскоростной фотографической регистрации 149

4. Спектроскопические исследования лазерных плазменных струй 153

5. Об аналогии физических процессов, протекающих в импульсном разряде и при воздействии лазерного излучения на металлы 157

6. Исследование плазменных струй, образующихся в результате совместного действия лазерного излучения и импульсного разряда 159

Литература 164

Минько Леонид Яковлевич
ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ
Издательство «Наука и техника»
Минск, Ленинский проспект, 68

Редактор Е. Волкинд
Художник Л. Прагин
Художественный редактор Н. Евменова
Технический редактор И. Волохановнч
Корректор А. Садовская

Печатается по постановлению РИСО АН БССР.

АТ 03208. Сдано в набор 31/VII-70 г.
Подписано в печать 25/IX-70 г.
Формат $60\times90^{1}/_{16}$.
Бумага тип. № 1. Печ. листов 11,5.
Уч.-изд. листов 10,9. Изд. заказ 997.
Тип. заказ 764. Тираж 1200 экз. Цена 1 р. 24 к.
Типография имени Франциска (Георгия)
Скорины издательства «Наука и техника»
Академии наук БССР и Госкомитета СМ БССР
по печати.
Минск, Ленинский проспект, 68.

Минько Л. Я.

М62 Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Мн., «Наука и техника», 1970.

184 с. с илл. (АН БССР. Ин-т физики). 1200 экз. 1 р. 24 к. В перепл.

В книге изложены способы получения и исследования импульсных плазменных потоков, дано описание различных типов импульсных систем, применяемых для получения плазменных потоков в лабораторных условиях. Рассматриваются вопросы физики импульсного разряда и лазерного воздействия на поглощающие материалы как источников эрозионной плазмы. Автор анализирует также возможности различных оптико-спектроскопических методов диагностики применительно к импульсным потокам эрозионной плазмы, приводит результаты исследования физических свойств сверхзвуковых плазменных потоков, создаваемых импульсным разрядом и лазерным излучением.— Библиогр. с. 164—178.

2-3-7
90-70

538.3