

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАЗРЯДОВ И ПОДДЕРЖАНИЕ
ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ****Ю. П. Райзер****СОДЕРЖАНИЕ**

I. Введение	429
1. Аналогия с горением и режимы распространения (430).	
II. Режимы с ударной волной	431
2. Световая «детонация» (431).	
III. Равновесные теплопроводностные режимы	435
3. «Медленное горение» светового луча (435). 4. Стабилизированный опти- ческий разряд, поддерживаемый сфокусированным лучом (440). 5. Темпера- тура плазмы в высокочастотном разряде (443). 6. Высокочастотный разряд в потоке газа (445). 7. Распространение «пламени» в волноводе, содержащем атмосферный воздух (448). 8. СВЧ разряд в потоке газа. Разряд в резонаторе (451). 9. Температура плазмы в дуговом разряде (453).	
IV. Неравновесные и другие режимы.	455
10. Волна ионизации и контракция разряда в постоянном поле (455). 11. Волны ионизации в волноводах (457). 12. «Сверхдетонационный» теплопроводностный и радиационный режимы. Волна пробоя (460).	
Цитированная литература	462

I. ВВЕДЕНИЕ

В любых процессах, именуемых разрядами, газ, находящийся во внешнем поле, пребывает в ионизованном состоянии. Плазменное состояние вещества является не только результатом выделения в нем электромагнитной энергии, но и причиной диссипации поля, ибо неионизованные газы не проводят электрического тока и, как правило, не поглощают электромагнитные излучения в широких спектральных диапазонах, вплоть до далекого ультрафиолетового. (По признаку частоты поля различают разряды в постоянном или слабо переменном электрическом поле, высокочастотные, сверхвысокочастотные (СВЧ) и оптические.)

Разрядам свойственна тенденция к распространению. Действительно, существуют процессы, которые способствуют ионизации слоев газа, соприкасающихся с разрядной плазмой: нагревание ударной волной, теплопроводностью или тепловым излучением, сопровождающееся термической ионизацией, непосредственная ионизация атомов излучением плазмы или возбуждение их с последующей ионизацией и др. Если вновь ионизованные слои находятся в достаточно сильном поле, то в них также выделяется много энергии, ионизация охватывает последующие слои и т. д. Иными словами, разряд распространяется по веществу. При этом вовсе не обязательно, чтобы разряд перемещался также и в пространстве — можно сделать так, чтобы газ протекал через неподвижный разряд. На этом принципе основана работа плазмотронов — устройств, предназначенных для непрерывной генерации плазмы с помощью разрядов.

Разумеется, тенденция к распространению разрядов реализуется только при надлежащих условиях. Например, поле может быть локализованным в ограниченной области, через которую нет потока газа, или интенсивность поля может оказаться достаточной только для компенсации потерь энергии из данной массы плазмы, но не достаточной для превращения новых слоев газа в плазму. В этих случаях происходит не генерация, а лишь поддержание определенной массы плазмы полем.

Существенно, что для поддержания плазмы и распространения разрядов достаточно сравнительно небольшие поля, гораздо меньшие, чем те которые необходимы для пробоя газа. Это предполагает применение посторонних средств для первоначального инициирования разряда, но, с другой стороны, открывает и больше возможностей для управления разрядами, чем при пробое, который вспыхивает самопроизвольно.

Распространение разрядов подчиняется закономерностям, которые в некоторых отношениях являются общими независимо от характера поля или механизма распространения. Эффект часто можно рассматривать как распространение некоторой волны. Основная задача теории — вычисление скорости распространения и параметров образующейся плазмы — принадлежит при этом к классу задач теории «режимов», которая охватывает волны многих типов: горения, детонации, лучистого охлаждения и др. Статический разряд, поддерживаемый в определенной массе газа, в известном смысле является предельным по отношению к распространяющемуся; это — «распространение» с нулевой скоростью.

Эффекты распространения разрядов и поддержания плазмы за счет электромагнитной энергии встречаются во многих физических процессах и устройствах, подчас весьма далеких друг от друга, как, скажем, лазерная искра и индукционная плазменная горелка. Процессы эти являются объектами физических исследований, служат для практических целей, и здесь накоплен довольно значительный экспериментальный и теоретический материал. Поэтому представляются целесообразными его систематизация, обобщение и анализ с единой точки зрения, что и составляет предмет данной статьи. Такой анализ помогает лучше понять известные явления и создает теоретические основы для исследования и предсказания новых.

1. Аналогия с горением и режимы распространения. Существует глубокая аналогия между процессами распространения разрядов при выделении в плазме энергии поля и горением, связанным с выделением в веществе химической энергии. Именно обращение к идеям и методам теории горения и детонации (см. книги Зельдовича¹ и Ландау и Лифшица²) помогло усмотреть и понять некоторые важные особенности эффектов распространения разрядов и стимулировало теоретическое изучение соответствующих разрядных явлений.

Химические реакции в горючих смесях не идут при обычных температурах и резко ускоряются при нагревании. Скорости реакций, как правило, повышаются с ростом температуры по закону больцмановского типа — закону Аррениуса $\exp(-U/kT)$, где U — энергия активации. При комнатной температуре $kT \ll U$, и поэтому температурная зависимость скоростей оказывается чрезвычайно сильной. Когда смесь поджигают в каком-либо месте, передача тепла от горячих продуктов горения к еще не реагировавшим слоям приводит к их воспламенению и волна горения распространяется по веществу. При этом возможны два основных механизма нагревания исходной смеси и соответственно два механизма распространения горения: детонация и медленное горение. В первом случае смесь нагревается до воспламенения ударной волной, к которой непосредственно

примыкает зона, где протекает химическая реакция. Детонационная волна распространяется по веществу со сверхзвуковой скоростью, реакция протекает при высоком давлении и плотности, превышающей плотность исходной смеси. Во втором случае теплопередача осуществляется медленным механизмом теплопроводности, пламя распространяется с дозвуковой скоростью, процесс идет при почти постоянном давлении, т. е. в зоне горения, где температура высока, плотность значительно меньше плотности холодного вещества.

Подобно скоростям химических реакций, степень ионизации очень резко возрастает с повышением температуры также по закону Больцмановского типа $\exp(-I/2kT)$, где I — потенциал ионизации атомов (молекул). Энергия поля выделяется в газе в виде джоулева тепла токов или в результате поглощения излучений только при достаточно высокой ионизации, так что в этом случае также уместно говорить о температуре «воспламенения», вернее температуре «ионизации». Основные (но не единственные) механизмы распространения разрядов — теплопроводность и ударная волна — совпадают с теми, которые осуществляют распространение горения.

Конечно, аналогия имеет и свои пределы. При химическом горении в данной массе может выделиться лишь ограниченное количество энергии, которое определяется теплотворной способностью вещества, и потому температура продуктов горения более или менее фиксирована. Соответственно определенную величину имеют и скорости распространения детонации или медленного горения. В разрядах энергосодержание, а следовательно, и параметры (температура) плазмы и скорость распространения зависят от интенсивности внешнего поля, которая может быть произвольной. Статический разряд, который поддерживается в данной массе плазмы, вообще не имеет аналога в горении. Данная масса горючего вещества может прореагировать только один раз, далее горение либо перейдет к соседним слоям, либо прекратится вовсе. Между тем данная масса плазмы при соответствующем теплоотводе может воспринимать энергию поля в любом количестве и сколь угодно долго.

Для того чтобы придать последующему изложению систематичность и в целях удобства физического рассмотрения различных явлений, мы разобьем их по принадлежности к тому или иному типу режимов на три группы. К первой отнесем сверхзвуковой режим распространения ударной волны (гл. II), ко второй — равновесные теплопроводностные режимы, когда газ можно приближенно считать термодинамически равновесным и разряд распространяется с дозвуковой скоростью аналогично медленному горению (гл. III), к третьей группе мы отнесем неравновесные режимы, в которых газ тяжелых частиц из-за замедленности передачи энергии от электронов остается холодным и неподвижным и распространение разряда имеет характер волны ионизации (гл. IV). Сюда отнесем и некоторые другие режимы, для которых скорость звука также не является характерной величиной.

II. РЕЖИМЫ С УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

2. С в е т о в а я « д е т о н а ц и я ». Вскоре после открытия эффекта пробоя газа сфокусированным гигантским лазерным импульсом (в 1962 г.) Рэмсен и Дэвис³ обнаружили, что фронт плазмы, образующейся первоначально в области фокуса, где интенсивность света максимальна, в течение лазерного импульса быстро движется вдоль светового канала навстречу лучу (рис. 1, а). О движении фронта свидетельствовал доплеровский сдвиг частоты рассеянного от фронта лазерного излучения. Движение

можно было видеть и на фоторазвертке процесса. Наибольшая скорость (вблизи фокуса) достигала 100 км/сек.

Для объяснения этого эффекта и оценки скорости распространения плазменного фронта Рэмсен и Савич⁴ выдвинули идею о «светодетонационной» волне. Скорость обычной детонации D определяется теплотворной способностью горючего q : $D \approx q^{1/2}$ *). В данном случае под «теплотворной способностью» следует понимать количество энергии, которое выделяется в единице массы газа вследствие поглощения светового луча. Положив $q \approx S_0/\rho D$, где S_0 — плотность потока (интенсивность) лазерного излучения, а ρ — плотность газа, Рэмсен и Савич нашли $D \approx (S_0/\rho)^{1/3}$, что согласовалось с опытом. Действительно, при $S_0 \sim 10^5$ Мвт/см = 10^{18} эрг/см²·сек и $\rho \sim 10^{-3}$ г/см³ (атмосферный воздух) $D \sim 10^7$ см/сек.

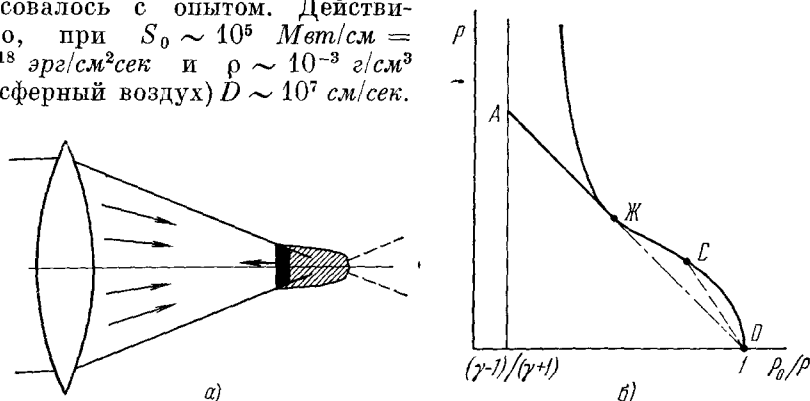


Рис. 1. а) Схема опыта по наблюдению световой детонации (плазма заштрихована, зачерненная полоска — фронт волны); б) ударная адиабата сверхзвуковой волны поглощения света (вертикальная прямая — ударная адиабата сильной ударной волны).

В работе Мандельштама, Пашинина, Прохорова, Райзера и Суходрев⁵ также было зарегистрировано движение фронта лазерной плазмы, а самое главное, была измерена ее температура (по интенсивности теплового рентгеновского излучения). Опыты были сделаны в воздухе, с помощью рубинового лазера, при энергии в импульсе 2,5 Дж, длительности 40 нсек, радиусе фокусировки 10^{-2} см, т. е. интенсивности света в фокусе $S_0 \approx 2 \cdot 10^{18}$ эрг/см²·сек. Электронная температура оказалась при этом равной примерно $700\,000^\circ$, а скорость фронта — 110 км/сек **).

Общий анализ сверхзвуковых режимов распространения оптического разряда — волны поглощения света и нагревания газа, как это тогда было названо, был дан в работе автора⁶. В ней была выведена ударная адиабата волны, рассмотрены возможные механизмы распространения и вычислена температура плазмы, в хорошем согласии с опытом⁵.

Пусть плоский фронт ионизации движется навстречу лучу с большой, сверхзвуковой скоростью. Нагревающийся газ не успевает расшириться во время поглощения света, и световой поток поглощается в тонком слое плазмы. Например, в атмосферном воздухе при $T \sim 10^5$ – 10^6 ° длина поглощения света рубинового лазера, которая определяет ширину волны, $\sim 10^{-2}$ см. В некотором смысле волну можно рассматривать как гидродинамический разрыв. Если положить приближенно, что поглощающаяся энергия света затрачивается только на нагревание газа до температуры T_K ,

*) В дальнейшем символ $\approx$ означает приближенное равенство, а символ $\sim$ — равенство по порядку величины либо пропорциональность; идет ли речь о первом или втором, легко устанавливается по смыслу.

**) В опытах с более мощным лазером Алкок, Пашинин и Рэмсен³³ регистрировали (тем же методом) еще более высокую температуру, выше миллиона градусов.

то, составляя баланс энергии, найдем

$$\rho_0 D \epsilon_k = S_0, \quad (1)$$

где ρ_0 — плотность холодного газа, $\epsilon_k = \epsilon(T_k)$ — приобретаемая им удельная внутренняя энергия. Это соотношение справедливо при любом механизме распространения волны. Если ионизация происходит в результате нагревания газа ударной волной, то скорость распространения, очевидно, порядка $D \approx \sqrt{\epsilon_k}$ и мы получаем из (1) приведенную выше формулу $D \approx (S_0/\rho_0)^{1/3}$, а также находим $\epsilon_k \approx (S_0/\rho_0)^{2/3}$.

При более детальном рассмотрении следует принимать во внимание сжатие и изменение кинетической энергии газа, протекающего через разрыв, т. е. исходить из общих условий сохранения потоков массы, импульса и энергии. В результате получается уравнение ударной адиабаты волны поглощения света, которое связывает давление p и удельный объем $1/\rho$ газа за фронтом волны с начальной плотностью ρ_0 и потоком света S_0 . Ударная адиабата показана на рис. 1, б. Она отличается от ударной адиабаты взрывчатого вещества тем, что проходит через точку начального состояния O . Уравнение баланса энергии (1) теперь выполняется с точностью до коэффициента в правой части. Однако этот коэффициент близок к единице, так как изменение кинетической энергии газа оказывается небольшим по сравнению с его нагреванием.

Как и в случае других гидродинамических разрывов, скорость распространения разрыва характеризуется наклоном прямой, проведенной из точки начального состояния газа O в точку конечного состояния на ударной адиабате. Из рис. 1, б видно, что при данной интенсивности света S_0 существует минимально возможная скорость распространения волны, в которой происходит сжатие газа. Она соответствует точке конечного состояния J . Это — так называемая точка *Жуге*, хорошо известная из теории детонации. Скорость волны относительно нагретого газа при этом в точности совпадает с местной скоростью звука.

Если другие возможные механизмы ионизации, скажем, нагревание газа тепловым излучением плазмы или электронная теплопроводность (см. п. 12), не могут обеспечить более быстрое распространение волны поглощения света, чем ударная волна, то осуществляется именно этот, детонационный режим. Холодный газ в этом случае сжимается и нагревается сильной ударной волной до состояния A , а затем, поглощая световую энергию, расширяется вдоль прямой AJ и достигает конечного состояния J к моменту окончания энерговыделения. Скорость световой детонации D и внутренняя энергия, которую получает при этом газ, равны

$$D = \left[\frac{2(\gamma^2 - 1)S_0}{\rho_0} \right]^{1/3}, \quad \epsilon_k = \frac{2^{2/3}\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/3}(\gamma + 1)} \left(\frac{S_0}{\rho_0} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

где γ — показатель адиабаты газа.

Если какой-либо механизм распространения при данной интенсивности S_0 действует быстрее, чем ударная волна, скорость волны превышает скорость «нормальной детонации». Ударная волна тогда не образуется, и газ непрерывным образом сжимается до конечного состояния C вдоль прямой OC . При этом волна распространяется по нагретому газу со сверхзвуковой скоростью. (Эти режимы будут рассмотрены в п. 12.) Состояния, лежащие на ударной адиабате левее точки J , в обычных условиях неустойчивы.

Расчет по формулам (2) дает хорошее согласие с опытом⁵. Так, при $S_0 = 2 \cdot 10^{18}$ эрг/см²·сек, $\rho_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и эффективном значении $\gamma = 1,33$ получается $D = 133$ км/сек, $\epsilon_k = 1,35 \cdot 10^{14}$ эрг/г, чему в равнове-

сии соответствует температура $T_k = 900\,000^\circ$. Учет потерь на боковое расширение газа позволяет получить еще лучшее согласие с опытом. Удовлетворительно согласуются с опытом не только абсолютные значения вычисленной скорости, но и теоретическая зависимость $D \sim (S_0)^{1/3}$. Следует заметить, что ударная волна и детонационный механизм распространения возможны только при условии, что ионный газ имеет высокую температуру. Оценки показывают, что в условиях большинства опытов с лазерной искрой обмен энергией между электронами и ионами происходит достаточно быстро.

Рассмотренный выше плоский детонационный режим без учета потерь в принципе может существовать даже при очень малых световых потоках S_0 , до тех значений, при которых скорость D , вычисленная по формуле (2), не станет сравнимой со скоростью звука в холодном газе. На самом же деле порог существования режима по интенсивности гораздо выше, ибо он определяется потерями энергии, которые всегда присут-

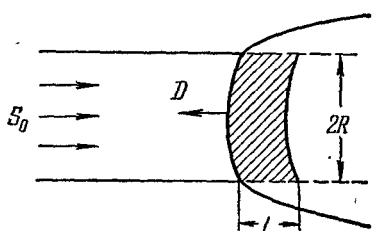


Рис. 2. Режим «детонации» с боковым расширением.
Волна поглощения заштрихована.

ствуют в реальных условиях. Важнейшая из потерь связана с ограниченностью поперечных размеров светового луча и боковым расширением нагревающегося газа, что приводит к вытеканию энергии за пределы светового канала в зоне волны.

Предел световой детонации был оценен в работе автора⁷. Представим себе цилиндрический световой луч радиуса R , по которому распространяется светодетонационная волна. Высокотемпературный газ за волной расширяется и поверхность фронта ударной волны имеет вид, показанный на рис. 2. Газ начинает расширяться непосредственно за передним фронтом удар-

ной волны еще внутри зоны энерговыделения, осевая ширина которой L порядка длины пробега лазерного излучения при температуре плазмы $l_v(T_k)$. Роль потерь энергии на боковое расширение газа в зоне волны характеризуется отношением боковой и передней поверхностей цилиндрического объема области энерговыделения (штриховка на рис. 2), т. е. величиной $2\pi RL/\pi R^2 \approx l_v/R$. Если $l_v \ll R$, то потери малы и справедливы формулы (2). Если же $l_v \gg R$, то потери очень велики и на «продвижение» волны расходуется лишь небольшая доля светового потока $\sim R/l_v$, которая поглощается на осевом расстоянии порядка радиуса канала. Но при не очень высоких температурах $\sim 20\,000^\circ$, в области первой ионизации атомов, длина пробега света чрезвычайно резко увеличивается при понижении температуры. Поэтому для поддержания световой детонации при температурах $T_k < T_i$, таких, что $l_v(T_i) \gg R$, эффективность использования световой энергии очень мала и требуются чрезвычайно большие световые мощности. Таким образом, зависимость $S_0(T_k)$ имеет минимум S_i , который лежит как раз при $l_v(T_i) \approx R$. Это условие, как и физическая причина эффекта, вполне соответствует хорошо известному явлению пределов детонации цилиндрических зарядов малого диаметра.

Например, для атмосферного воздуха, лазера на неодимовом стекле и радиуса луча $R = 0,1$ см по расчету⁷ получается $T_i \approx 19\,000^\circ$, пороговая интенсивность света $S_i \approx 80$ Мет/см² (мощность — 2,6 Мет), минимальная скорость световой детонации — 8,5 км/сек. Как видим, пороговая величина S_i оказывается на три порядка меньше тех интенсивностей $\sim 10^5$ Мет/см², которые обычно фигурируют в опытах по лазерной искре. Эти огромные интенсивности фактически нужны не для поддержания све-

товой детонации, а лишь для инициирования ее путем пробоя газа самим лазерным импульсом *).

Отсюда в работе ⁷ был сделан вывод о возможности «принудительного» поджигания бегущей лазерной искры с помощью постороннего источника плазмы при интенсивностях света гораздо меньше пороговых для пробоя.

III. РАВНОВЕСНЫЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТНЫЕ РЕЖИМЫ

3. «Медленное горение» светового луча. Принудительное поджигание было осуществлено в опытах Бункина, Конова, Прохорова и Федорова ⁸. Луч лазера на неодимовом стекле, дающем миллисекундный импульс, фокусировался в воздухе длиннофокусной линзой ($f = 50$ см). Диаметр фокусного пятна равен был примерно 3 мм. Импульс нес энергию ≈ 1000 Дж, интенсивность света в фокусе была порядка 10 Мвт/см², что далеко не достаточно для пробоя. Начальную плазму в области фокуса создавали при помощи искрового разряда между двумя электродами. После инициирования лазерная искра распространялась вдоль слабо расходящегося светового канала в обе стороны от фокуса. Но, в отличие от опытов с гигантскими лазерными импульсами, плазменный фронт двигался медленно — со средней скоростью ≈ 40 м/сек. Движение постепенно замедлялось и прекращалось еще до полного окончания импульса (рис. 3).

Обнаруженное на опыте медленное распространение плазменного фронта было интерпретировано в работе ⁸ как процесс медленного горения **).

И действительно, интенсивности света в опытах были недостаточны для возбуждения световой детонации, которая требует как минимум ~ 100 Мвт/см². Скорость фронта была оценена при помощи известной формулы Зельдовича для скорости пламени. Темп энерговыделения в ней был выражен через поглощение света. Необходимая для вычисления температура плазмы оценивалась на основе экспериментального определения прозрачности плазмы для лазерного луча. Кстати, плазма поглощала лишь малую долю света, с чем связана симметричность картины движения плазменного фронта по обе стороны от фокуса. Для согласования расчетной скорости фронта с опытной в работе ⁸ было привлечено представление о горении в трубе от закрытого конца. Дело в том, что нагревающийся газ расширяется во все стороны, в том числе и в сторону движения фронта, приводя в движение холодный газ перед фронтом. Поэтому скорость фронта в лабораторной системе оказывается больше, чем скорость распростране-

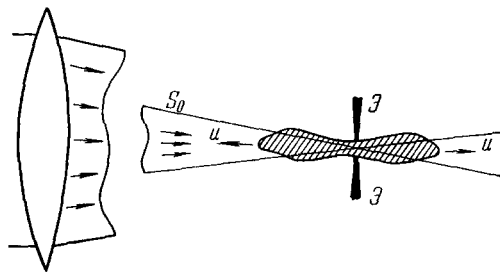


Рис. 3. Схема опыта ⁸ и конфигурация плазмы (заштрихована) (Э — электроды для поджига).

*) Интересно, что на других применяемых на практике частотах, например в СВЧ диапазоне, соотношение чаще всего обратное. Так, для поддержания «детонации» при 1 атм потребовались бы интенсивности излучения больше порога пробоя, так что детонационный режим здесь неосуществим: раньше наступает пробой.

**) По-видимому, впервые мысль о сходстве процесса теплопроводностного распространения разряда с медленным горением была высказана Велиховым и Дыхне ⁹, которые рассматривали волну ионизации в постоянном электрическом поле, распространяющуюся за счет электронной теплопроводности (см. п. 10). Затем аналогия была подробно прослежена в работе автора ¹⁰ при изучении высокочастотного разряда в потоке газа (см. п. 5).

ния его по веществу, примерно в отношении плотностей холодного и нагретого газов (давления у них одинаковы). В опытах⁸ был измерен и порог возникновения режима. При энергии в импульсе меньше 730 дж (интенсивности менее $\approx 10 \text{ Мвт/см}^2$) горение не возникало.

Теплопроводностное распространение оптического разряда было детально рассмотрено в работах автора^{11, 12}, где были вычислены температура плазмы, скорость распространения волны и порог существования режима. В отличие от режима детонации (без потерь), когда основные параметры волны можно определить и не интересуясь ее внутренней структурой, на основании одного лишь представления о гидродинамическом разрыве, в случае медленного горения без исследования структуры обойтись нельзя. Задачи о различных равновесных теплопроводностных режимах имеют много общего. Поэтому сейчас, при первом



Рис. 4. а) Схематическая картина растекания тепла и расширения газа (показаны линии тока и изотерма); б) схематические профили температуры, потока тепла и потока электромагнитной энергии в режиме с потерями.

изложении одной из них, мы более подробно остановимся на математической постановке с тем, чтобы в дальнейшем по возможности не повторяться.

Рассмотрим незатухающий процесс, в котором тепловая волна, распространяясь вдоль светового канала радиуса R навстречу лучу постоянной мощности P , поддерживается за счет поглощения света. Движение считаем медленным, дозвуковым, газ — равновесным. Давление p при этом выравнено, так что плотность ρ и температура T связаны между собой (приблизительно $\rho T \approx \text{const}$). Будем рассматривать процесс как одномерный, пренебрегая радиальным расширением газа (рис. 4, а), но эффективным образом учитывая потери энергии, связанные с теплопроводным вытеканием тепла в радиальном направлении за пределы светового канала. Сформировавшаяся волна движется «как целое»; $T(x, t) = T(x + ut)$, где u — абсолютная величина скорости распространения ее по холодному газу, равная скорости втекания холодного газа в волну. Процесс стационарен в системе координат, где волна покоится, и в этой системе, к которой мы и перейдем, $dT/dt = v dT/dx$, где v — скорость газа. Поскольку поток массы сохраняется, то $\rho v = \rho_0 u$ (ρ_0 — плотность холодного газа).

Распределение температуры в волне $T(x)$ описывается уравнением баланса энергии

$$\rho_0 u c_p \frac{dT}{dx} = -\frac{dJ}{dx} + F, \quad J = -\lambda \frac{dT}{dx} = -\frac{d\Theta}{dx}, \quad (3)$$

$$F = S\mu(T) - (A\Theta/R^2) - \Phi, \quad \Theta = \int_0^T \lambda dT; \quad (4)$$

здесь c_p — удельная теплоемкость, J — поток тепла, λ — теплопроводность, Θ — потенциал потока тепла, F — функция источников тепла, S — интенсивность света, μ — коэффициент его поглощения, Φ — потери на излучение, которые, пренебрегая эффектами лучистого теплообмена, будем считать зависящими только от температуры. Величина $A\Theta/R^2$ описывает теплопроводностные потери. Действительно, поток тепла через боковую поверхность светового канала $\sim \Theta/R$, так что потери на единицу объема $\sim (\Theta/R) (2\pi R/\pi R^2) \sim \Theta/R^2$. Коэффициент A зависит только от радиального профиля температуры (для численных расчетов можно положить $^{12} A \approx 3$). Интенсивность света подчиняется уравнению

$$\frac{dS}{dx} = -\mu S. \quad (5)$$

Порядок системы (3)—(5) можно понизить, исключив из нее x ; получим

$$\frac{dJ}{dT} = -\frac{\lambda F(T, S)}{J} - \rho_0 u c_p, \quad \frac{dS}{dT} = \frac{\mu S}{J}. \quad (6)$$

Сформулируем граничные условия. Перед волной (при $x = -\infty$) $T = 0$, $J = 0$, а интенсивность света S_0 задается мощностью луча $S_0 = P/\pi R^2$. По мере продвижения в глубь волны газ сначала нагревается, а потом вследствие ослабления потока света и наличия потерь — охлаждается (рис. 4, б). За волной при $x = +\infty$ $T = 0$, $J = 0$. Под температурой плазмы следует понимать максимальную температуру, до которой нагревается газ. Легко видеть, что одно из граничных условий для систем (3)—(5) и (6) является «лишним». Следовательно, система может иметь решение только при избранном значении параметра u . Это и позволяет в ходе интегрирования уравнений определить неизвестную скорость распространения волны. Ситуация вполне аналогична той, которая имеет место в теории горения.

В двух предельных случаях газ после достижения $T_{\max}$ охлаждается гораздо медленнее, чем нагревается, и зону охлаждения можно исключить из рассмотрения, если полагать, что за волной при $x = +\infty$ температура стремится к некоторому конечному значению T_K (фактически, она совпадает с максимальной температурой; рис. 5). Пределы эти таковы. Если плазма очень сильно поглощает излучение, то роль потерь в зоне интенсивного тепловыделения мала и нагревание прекращается, когда исчерпывается поток света. Этот случай осуществляется, когда длина проникновения излучения в плазму $l(T_K) = 1/\mu \ll R$, т. е. ширина волны гораздо меньше радиуса канала. В этом случае можно опустить члены потерь в F и поставить за волной условие: при $x = +\infty$ $J = 0$, $S = 0$. Температура T_K , до которой нагревается плазма, должна определиться в ходе решения. Если свет поглощается слабо, так что $l(T_K) \gg R$ (плазма «прозрачна»), можно приближенно положить $S = \text{const} = S_0$. Газ нагревается в стационарной волне до тех пор, пока тепловыделение не скомпенсирует потери. После этого нагревание должно прекратиться, в противном случае процесс будет неустойчивым. Таким образом, конечная температура плазмы T_K определяется уравнением $F(S_0, T_K) = 0$, причем, согласно условию устойчивости, конечному состоянию отвечает тот корень уравнения, для которого $(dF/dT)_{T=T_K} < 0$. При этом за волной (когда $x = +\infty$) $J = 0$ и $T = T_K$.

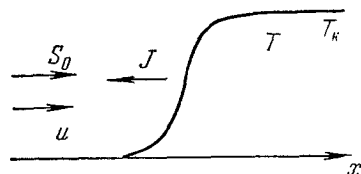


Рис. 5. Схематический профиль температуры в режиме с исключенной зоной охлаждения.

На рис. 6, а приведены коэффициенты поглощения света неодимового лазера ($\lambda_0 = 1,06$ мкм) и лазера на CO_2 ($\lambda_0 = 10,6$ мкм) в воздухе при атмосферном давлении. Наименьшие длины пробега равны 170 см и 1,2 см соответственно, тогда как радиусы световых лучей обычно порядка миллиметра. Следовательно, здесь осуществляется предел «прозрачной» плазмы. На нем мы и остановимся в этом разделе *).

Умножим первое из уравнений (6) на J и проинтегрируем по всему температурному интервалу волны от 0 до T_K . Получим

$$\rho_0 u = \int_0^{\Theta_K} F(\Theta) d\Theta / \int_0^{T_K} |J| c_p dT. \quad (7)$$

Представим функцию источников F в виде разности тепловыделения $F_+ = S\mu$ и потерь $F_- = (A\Theta/R^2) + \Phi$. Рис. 6, б, на котором выполнено

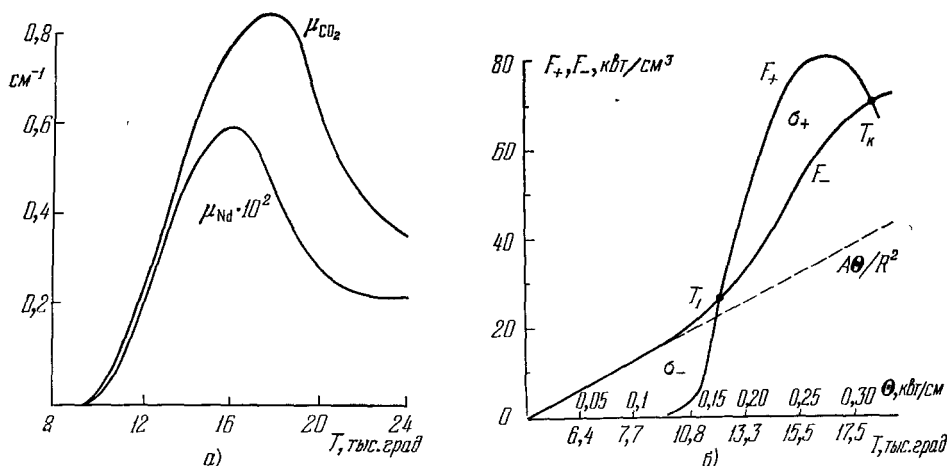


Рис. 6. а) Коэффициенты поглощения света лазеров на CO_2 и на неодимовом стекле в воздухе при атмосферном давлении; б) кривые тепловыделения и потерь.

Воздух, 1 атм; свет лазера на CO_2 ; $S_0 = 10$ кет/см²; $A = 2,9$, $R = 0,15$ см. Внизу дана шкала температур, т. е. связь T и Θ .

построение для одного конкретного случая, позволяет судить о характере поведения $F(\Theta)$ и интеграла, стоящего в числителе (7). Конечная температура T_K соответствует верхней точке пересечения кривых F_+ и F_- , в нижней точке T_1 состояние неустойчиво. Чем больше интенсивность света S_0 , тем больше верхняя площадь σ_+ между кривыми F_+ и F_- по сравнению с нижней, σ_- ; тем больше и скорость волны. При некотором значении S_t площади одинаковы:

$$\int_0^{\Theta_K} F(S_t, \Theta) d\Theta = \sigma_+ - \sigma_- = 0, \quad (8)$$

и скорость распространения обращается в нуль. При $S < S_t$ $\sigma_+ < \sigma_-$ и $u < 0$, т. е. режима волны разряда нет (возникает волна охлаждения).

*) Этот случай имеет много общего с ситуацией, которая возникает в постоянном электрическом поле (п. 10). Предел малых потерь характерен для высокочастотного разряда (п. 6), а также для «сверхдетонационного» теплопроводностного режима на оптических частотах (п. 12); общий случай приходится рассматривать на сверхвысоких частотах (п. 7).

Таким образом, порог для распространения разряда определяется уравнением (8). Можно показать¹², что при $S > S_t$ приближенно

$$\rho_0 u = \frac{V\sqrt{2}}{w_K} \int_0^{\Theta_K} F d\Theta / \left(\int_{\Theta_1}^{\Theta_K} F d\Theta \right)^{1/2} = \frac{V\sqrt{2}}{w_K} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sqrt{\sigma_+}}, \quad (9)$$

где $w = \int_0^T c_0 dT$ — удельная энтальпия. В пределе $S \gg S_t$, когда $\sigma_+ \gg \sigma_-$, формула (9) превращается в формулу Зельдовича для скорости пламени¹. При небольшом превышении интенсивности над порогом зависимость скорости от мощности света иная *).

Расчет по уравнению (8) пороговой мощности для условий опытов⁸ дал превосходное согласие с измеренной величиной. Расчетная температура воздушной плазмы равна примерно 17 000°. В случае «прозрачной плазмы», как для оптических частот, конечная температура обязательно соответствует спадающей части кривой $\mu(T)$, т. е. почти полной однократной ионизации газа. Для инфракрасного излучения лазера на CO_2 при радиусе $R = 0,15$ см пороговые величины по расчету равны $S_t \approx 100$ квт/см², $P_t = 7$ квт. При диаметре, не превышающем 1 мм, потери на излучение Φ оказываются малыми по сравнению с теплопроводностными $A\Theta/R^2$ и пороговая интенсивность $S_t \sim 1/R^2$, т. е. пороговая мощность $P_t = \pi R^2 S_t$ имеет наименьшую величину и не зависит от радиуса. Для лазера на CO_2 эта величина по расчету равна 4 квт ($T_K \approx 18$ 000°). Расчетные скорости u при превышении мощности над порогом в 1,5–2 раза имеют порядок нескольких метров в секунду. Лабораторная скорость распространения может быть на порядок больше вследствие расширения нагретого газа в сторону движения волны.

Простую оценочную формулу для пороговой мощности в случае очень тонких каналов, когда потери на излучение несущественны, можно получить путем замены резко нарастающей функции $\mu(T)$ «ступенькой»: $\mu = 0$ при $T < T_0$ ($\Theta < \Theta_0$), $\mu = \text{const}$ при $T > T_0$. Величина T_0 , очевидно, имеет смысл температуры «воспламенения», точнее — температуры «ионизации». Из рис. 6, а видно, что для воздуха и оптических частот — это примерно 12 000°. В приближении «ступеньки» и при допущении $c_p(T)/\lambda(T) = \text{const}$ уравнение (3) становится линейным относительно $\Theta(x)$, и задача решается до конца в аналитическом виде. Пороговая мощность, как следует из (8), при этом равна

$$P_t = \pi A \Theta_0 / \mu, \quad (10)$$

причем конечное значение для плазмы $\Theta_K = 2\Theta_0$. Оценка по формуле (10) дает вполне удовлетворительные результаты.

В работе Мульченко, Райзера и Эпштейна¹³ исследовалось «принудительное» зажигание лазерной искры в аргоне при давлениях 16–80 атм. «Горение» сфокусированного луча рубинового лазера, работающего в беспичковом миллисекундном режиме, инициировалось путем пробоя газа в фокусе импульсом другого лазера. Производилась высокоскоростная съемка распространения плазменного фронта, фотометрическим методом определялась температура плазмы. Скорость движения была порядка 100 м/сек, температура возрастала при повышении давления от 18 000 до 33 000°. Пороговые величины для возникновения «горения» составляли 50 Мвт/см², 70 квт при 16 атм. При увеличении давления они уменьшались, сначала быстро, а потом очень медленно, до 15 Мвт/см², 20 квт

*) В случае обычного горения скорость пламени вблизи предела отлична от нуля.

при 60 атм. Понижение порога с ростом давления связано с увеличением поглотательной способности газа при неизменности потерь, поскольку потери на теплопроводность от давления зависят мало. Замедление темпа понижения порога объясняется тем, что при более высоких давлениях на первый план выступают потери на излучение, которые растут с повышением давления примерно так же, как и поглотательная способность газа. Поэтому пороговая интенсивность света перестает зависеть от давления. По всей вероятности, при высоких давлениях существенную роль в распространении волны играет лучистый теплообмен, который по мере повышения плотности и непрозрачности плазмы принимает характер лучистой теплопроводности.

4. Стабилизированный оптический разряд, поддерживаемый сфокусированным лучом. Непрерывное поддержание или генерация плазмы с помощью излучения оптического диапазона обладает одной особенностью, которая представляется весьма привлекательной. Для подвода энергии к разряду не нужны конструктивные элементы. Отпадает необходимость в электродах, индукторах, волноводах, как при использовании постоянного высокочастотного или СВЧ полей — энергия транспортируется просто световым лучом. В принципе оптический разряд можно зажечь в любом месте, можно как угодно (но не слишком быстро) двигать его в пространстве, передвигая луч; можно заставить бежать разряд по лучу, а можно локализовать его, скажем, путем фокусировки луча. Соображения о возможности создания такого, оптического, плазмотрона были высказаны в работе ¹¹, целью которой, собственно, была оценка необходимой для этого световой мощности. Если иметь в виду длительное поддержание плазмы, то следует, очевидно, ориентироваться на лазеры, работающие на CO₂, ибо это — наиболее мощные в наше время лазеры непрерывного действия.

Статический разряд, поддерживаемый параллельным световым лучом пороговой мощности, который рассматривался в конце предыдущего раздела, — неустойчив. Действительно, если мощность немного повысится, разряд начнет распространяться, если она станет меньше, — погаснет. Стабилизировать разряд легко путем фокусировки луча. В этом случае разряд не может уйти далеко от фокуса, ибо интенсивность света там становится все меньше и меньше. Фокусировка света под большим углом вообще облегчает условия поддержания плазмы, поскольку энергия концентрируется; кроме того, «бесполезное» вытекание тепла из области энерговыделения за пределы светового канала становится относительно меньше.

Моделью для упрощенного описания разряда в фокусе, в особенности если плазма прозрачна и тепло выделяется в обоих световых конусах, соприкасающихся вершинами, может послужить задача со сферической симметрией ¹². Рассмотрим стационарный процесс, который поддерживается сферически-симметрично сходящимся лучом начальной мощности P . Все выделяющееся тепло отводится от разряда теплопроводностью, потерями на излучение пренебрегаем. Распределение температуры, вернее — потенциала потока тепла, описывается уравнением

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\Theta}{dr} + \frac{P\mu(\Theta)}{4\pi\rho^2} \exp\left(-\int_r^\infty \mu dr\right) = 0, \quad \rho = \begin{cases} r & \text{при } r > R, \\ R & \text{при } r < R; \end{cases} \quad (11)$$

здесь R — эквивалентный радиус фокусировки, который естественно определить, приравнявая объем «сферического» фокуса $4\pi R^3/3$ истинному объему фокуса при фокусировке луча реальной оптической системой.

Интегральная кривая $\Theta(r)$ должна удовлетворять граничным условиям конечности $\Theta(0)$ и $\Theta(\infty) = 0$.

Полное представление о закономерностях процесса и оценки можно получить путем задания функции $\mu(\Theta)$ в виде ступеньки (см. конец п. 4), в результате чего уравнение (11) становится линейным. В получающемся решении от мощности луча P зависит радиус разряда r_0 , т. е. радиус сферы, внутри которой температура превышает температуру ионизации и где поглощается свет: $r_0 = r(\Theta_0)$. Функция $r_0(P)$ оказывается двузначной, а обратная функция $P(r_0)$ имеет минимум. В предположении $\mu R \ll 1$, которое очень хорошо выполняется в случае атмосферного давления ($R \approx 10^{-2}$ см, для лазера на CO_2 $\mu \approx 1$ см $^{-1}$), $P(r_0)$ описывается простыми формулами

$$P = (4\pi\Theta_0/\mu) \times \begin{cases} 3(R/r_0), & \text{если } r_0 < R, \\ \mu r_0 \{1 - e^{-\mu r_0} [1 + (2\mu R/3)]\}^{-1}, & \text{если } r_0 > R. \end{cases} \quad (12)$$

Кривая $P(r_0)$ проходит через минимум при $r_{0t} \approx \sqrt{4R/3\mu} > R$, и эта минимальная, пороговая мощность, ниже которой не существует стационарного решения, равна *)

$$P_t \approx 4\pi\Theta_0/\mu. \quad (13)$$

Из двух ветвей $r_0(P)$ устойчивым состоянием отвечает только возрастающая ветвь, когда радиус разряда возрастает при увеличении мощности ($r_0 > r_{0t}$). Состояния на ниспадающей ветви ($r_0 < r_{0t}$) неустойчивы. Действительно, если радиус немного вырастет, стационарному состоянию будет соответствовать мощность меньше фактической P и разряд начнет распространяться, пока не достигнет радиуса $r_0(P)$ на возрастающей ветви. Для воздуха при 1 атм и лазера на CO_2 $T_0 \approx 12\,000^\circ$, $\Theta_0 \approx 0,17$ кет/см, $\mu \approx 0,8$ см $^{-1}$ ¹² и пороговая мощность по формуле (13) получается равной $P_t \approx 2,7$ кет. Из формулы (13), так же как и из физических соображений, ясно, что меньшая мощность требуется для поддержания плазмы при повышенных давлениях, когда свет поглощается сильнее и используется большая доля энергии луча. Кроме того, уменьшению мощности способствует применение малотеплопроводных газов (таковы тяжелые инертные газы). Так, например, численное решение уравнения (11) для аргона при давлении 15 атм и света лазера на CO_2 дает $P_t \approx 43$ вт (в расчете было принято $R = 0,01$ см). Кроме того, $r_{0t} \approx 0,1$ см; заметим, что $\mu_{\max} \approx 80$ см $^{-1}$ и соответствует $T \approx 20\,000^\circ$, $\Theta \approx 0,18$ кет/см.

Непрерывно горящий оптический разряд был впервые осуществлен в опытах Генералова, Зимакова, Козлова, Масюкова и Райзера ¹⁴. Луч лазера на CO_2 с мощностью 150 вт фокусировался в камере, наполненной ксеноном при давлении в несколько атмосфер. Луч фокусировался в середине свободного объема вдали от всех поверхностей в кружок радиуса 0,005 см. Для поджигания разряда служил другой лазер на CO_2 , который давал периодические импульсы с частотой следования 50—250 гц, мощностью 10 кет и длительностью 0,3—1,5 мсек. При фокусировке этих импульсов в газе происходил пробой, в результате которого возникала начальная плазма. Фокусы обоих лазеров тщательно совмещались. После инициирования поджигающий лазер отключался, а разряд, питаемый лучом первого лазера, продолжал гореть при определенных условиях — очень стабильно и сколь угодно долго.

Свойства непрерывного оптического разряда исследовались в работе тех же авторов ¹⁵. На рис. 7, а приведена серия фотографий разряда при

*) Эта формула отличается от формулы (10) для цилиндрического луча только численным коэффициентом.

различных мощностях света и давлениях газа. Плазма имеет размеры порядка миллиметров. Разряд начинается всегда в фокусе, затем несколько смещается вдоль луча навстречу потоку света и останавливается. Измеренные скорости распространения были порядка метров в секунду. При горизонтальном расположении луча разряд терял стабильность при слишком высоких давлениях и погасал. Это связано с влиянием всплывания плазмы под действием архимедовой силы и, быть может, с действием

конвективных газовых потоков. Вертикальная подача питающего излучения снизу вверх стабилизирует разряд: при всплывании плазма попадает в область более интенсивного светового потока и снова разрастается, смещаясь вниз навстречу лучу. На рис. 7, б приведены измеренные

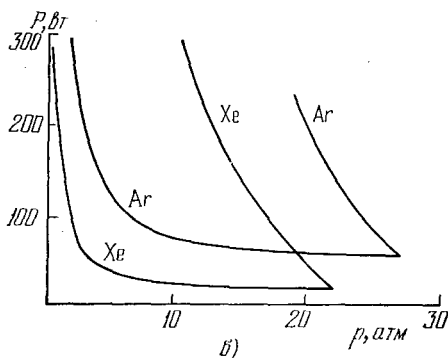
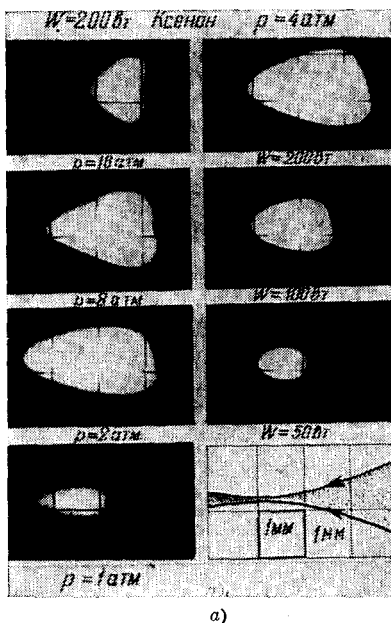


Рис. 7. а) Фотографии непрерывного оптического разряда в ксеноне при различных давлениях и мощностях света (справа внизу — схема хода световых лучей, лучи идут справа налево, одно деление — миллиметр); б) пороговые мощности для существования устойчивого оптического разряда в ксеноне и аргоне (область существования заключена между нижней и верхней кривыми — при горизонтальном положении луча).

пороговые мощности света для ксенона и аргона при разных давлениях при горизонтальной конфигурации луча. При вертикальной конфигурации предела по давлению сверху нет. Как и в опытах¹³ с импульсным разрядом, при повышении давления порог уменьшается сначала быстро, а потом очень медленно. О причинах такого поведения говорилось выше.

В работе¹⁵ определялась также температура плазмы. По штарковскому уширению $H\beta$ -линии водорода измерялась плотность электронов. В аргоне при давлениях 4—16 атм полуширина линии составляла 100—130 Å, откуда плотность электронов $N_e \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При 2 атм $N_e \approx 3,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, чему в условиях равновесия соответствует температура 23 000°. Легко видеть, что измеренная плотность электронов соответствует почти полной однократной ионизации газа и диапазон возможных вариаций температуры, с учетом различия температур электронов и ионов, весьма ограничен. Непосредственная оценка также показывает, что отрыв температур невелик. Таким образом, температура аргоновой плазмы при 2 атм равна примерно 23 000°. Плазма светится ослепительным белым светом. Надо сказать, что непрерывных источников света столь большой яркости, пожалуй, раньше не было.

5. Температура плазмы в высокочастотном разряде. Индукционный разряд легко получить, если внутри соленоида, по которому течет достаточно сильный ток высокой частоты (порядка мегагерц), поместить откачанный сосуд. Под действием вихревого электрического поля, которое индуцируется переменным магнитным потоком, в газе возникает пробой и зажигается разряд. Газ высокого (атмосферного) давления так пробить не удастся, но если каким-либо способом зажечь разряд, то он продолжает гореть, поддерживаемый за счет выделения джоулева тепла вихревых токов. Основы современной техники индукционных разрядов высокого давления были заложены работами Бабата ¹⁶ (приблизительно в 1940 г.). Эти разряды нашли серьезное практическое применение. Их используют для генерации плотной низкотемпературной плазмы, которая, в отличие от плазмы дугового разряда, загрязненной продуктами разрушения электродов, является абсолютно чистой.

Один из главных вопросов, который здесь возникает, это — какова температура плазмы в разряде. Ответ на него можно получить, рассматривая одномерный статический режим горения разряда в неподвижном газе, когда выделяющееся тепло отводится теплопроводностью в охлаждаемые стенки трубы, причем в разрядах высокого давления плазму можно приближенно считать термодинамически равновесной. Такая задача была поставлена в работе Сошникова и Трехова ¹⁷. Цилиндрический разряд бесконечной длины описывается уравнениями баланса энергии и Максвелла; в последних можно пренебречь токами смещения:

$$-\operatorname{div} \mathbf{J} + \sigma \langle E^2 \rangle - \Phi = 0, \quad \mathbf{J} = J_r = -\lambda \frac{dT}{dr}, \quad (14)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 4\pi \sigma \mathbf{E} / c, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad H \equiv H_z, \quad E \equiv E_\phi; \quad (15)$$

здесь $\sigma = \sigma(T)$ — проводимость, $\Phi = \Phi(T)$ — потери на излучение, $E, H \sim e^{i\omega t}$, где ω — частота поля, символ $\langle E^2 \rangle$ означает усреднение по времени. На оси (при $r = 0$) $J = 0$, $E = 0$. У внутренней поверхности охлаждаемой трубки (при $r = R$) можно, например, положить $T = 0$. Амплитуда магнитного поля здесь определяется «ампер-витками» соленоида: $H_0 = 4\pi I_0 n / c$, где I_0 — амплитуда тока, n — число витков на единицу длины. Уравнения (14), (15) численно интегрировались для многих вариантов, и таким путем были определены все параметры разряда: температура, вкладываемая мощность, индуктивность и т. д. Распределение температуры по радиусу имеет характер плато (здесь $T \approx 7000$ — $12\,000^\circ$) с небольшим провалом в середине (≈ 500 — 1000°) и резко спадает у краев. Провал связан с потерями тепла на излучение: тепло выделяется только в периферийном слое из-за скинирования (многочисленные измерения также свидетельствуют о существовании небольшого провала температуры у оси).

В работе Груздева, Ровинского и Соболева ¹⁸, где рассматривалась та же задача, но без учета потерь на излучение, был найден интеграл системы (14), (15), который позволяет определить температуру плазмы T_K (температуру на оси). (Надо сказать, что при температурах ниже примерно $10\,000^\circ$ потери на излучение действительно малы.) Выразим в (14) джоулево тепло через дивергенцию потока электромагнитной энергии S . Полагая $\Phi \equiv 0$, найдем

$$\operatorname{div} (\mathbf{J} + S) = 0, \quad S = \frac{c}{4\pi} \langle [\mathbf{E}\mathbf{H}] \rangle. \quad (16)$$

Отсюда следует очевидный интеграл сохранения полного потока энергии:

$$J + S = 0, \quad S \equiv S_r < 0, \quad J \equiv J_r > 0. \quad (17)$$

Но система (14), (15) с $\Phi \equiv 0$ имеет и второй интеграл. Действительно, уравнения Максвелла (15), в которых опущен ток смещения, позволяют представить поток S в дифференциальной форме

$$S = -\frac{c^2}{32\pi^2\sigma} \langle dH^2/dr \rangle = -\frac{c^2}{64\pi^2\sigma} \frac{d}{dr} H_a^2, \quad (18)$$

где H_a — действительная амплитуда поля. Если подставить (18) и дифференциальное выражение (14) для J в (17) и умножить получающееся уравнение на σ , то оно немедленно интегрируется. В том практически важном случае, когда толщина скин-слоя у поверхности плазменного столба мала по сравнению с его радиусом и поле быстро затухает в плазме, получается простое соотношение

$$\int_0^{T_K} \sigma(T) \lambda(T) dT = \frac{c^2 H_0^2}{64\pi^2} = \left(\frac{I_0 n}{2} \right)^2, \quad (19)$$

которое определяет температуру плазмы через число ампер-витков.

В работе ¹⁸ развит метод последовательных приближений для нахождения распределения температуры $T(r)$, мощности и других величин. Приведем в качестве примера рассчитанные величины для аргона при атмосферном давлении ¹⁸. При $I_0 n = 13,3$ а-г/см $T_K = 8000^\circ$; на частоте 12 Мгц и при радиусе трубки $R = 3,75$ см мощность, вкладываемая в единицу длины разряда, $W = 0,21$ квт/см; радиус поверхности с $T = 4500^\circ$ $r_0 = 0,91$ R; толщина скин-слоя, соответствующая проводимости $\sigma_K = \sigma(T_K)$; $\delta_K = c/\sqrt{2\pi\sigma_K\omega} \approx 0,45$ см. При $I_0 n = 33$ а-г/см $T_K = 10\,000^\circ$, $W = 1,1$ квт/см, $r_0 = 0,98$ R и $\delta_K = 0,3$ см.

Температуры, которые получаются в индукционных разрядах, обычно соответствуют не очень большим степеням ионизации газа, когда проводимость пропорциональна плотности электронов и $\sigma \sim N_e \sim \exp(-I/2kT)$, причем $kT \ll I$. Для того чтобы в условиях резкой зависимости $\sigma(T)$ добиться заметного увеличения температуры плазмы, необходимо согласно (19) сильно повышать ток в индукторе (и мощность), тем более что при высоких температурах появляются потери на излучение. Практически в индукционных разрядах атмосферного давления температуры не поднимаются выше примерно $10\,000^\circ$.

Температуру плазмы можно непосредственно связать и с потоком электромагнитной энергии в разряд (в скин-слой) S_0 ($W \approx 2\pi r_0 S_0$, где r_0 — радиус разряда). Если приближенно уподобить плазму проводнику с постоянной проводимостью σ_K , то для S_0 можно воспользоваться известной формулой ³⁵

$$S_0 = \frac{cH_0^2}{16\pi} \left(\frac{\omega}{2\pi\sigma_K} \right)^{1/2} = \frac{c^2 H_0^2}{32\pi^2} \frac{1}{\sigma_K \delta_K}, \quad (20)$$

где $\delta_K = c/\sqrt{2\pi\sigma_K\omega}$ — толщина скин-слоя. Из (19), (20) получим

$$\int_0^{T_K} \sigma \lambda dT \approx \frac{1}{2} \sigma_K \delta_K S_0. \quad (21)$$

Физическое содержание этой формулы становится особенно наглядным, если температура невелика и $\sigma \sim \exp(-I/2kT)$ с $kT_K \ll I$. В этом случае интеграл (21) можно приближенно вычислить, разлагая по способу Франк-Каменецкого $1/T$ в показателе экспоненты около значения $1/T_K$.

Интеграл приближенно равен $\sigma_K \lambda_K \cdot 2kT_K^2/I$, и согласно (21)

$$S_0 = 4\lambda_K kT_K^2 / I \delta_K. \quad (22)$$

Но с точностью до численного коэффициента это соотношение легко получить из самых простых качественных соображений. В самом деле, джоулево тепло выделяется главным образом в слое, где проводимость достаточно велика, скажем, не более чем в ε раз меньше конечной величины σ_K . Температура в этом слое меняется от $T_K - \Delta T$, где $\Delta T \approx 2kT_K^2/I$, до T_K , а толщина слоя порядка δ_K . Следовательно, поток тепла, который выносит к стенкам энергию S_0 , поступающую от соленоида, порядка $J_0 \sim \lambda_K \Delta T / \delta_K$. Приравнявая J_0 и S_0 , получим (22).

Как показано в работе Мейеровича и Питаевского¹⁹, в случае тонкого скин-слоя и при условии $kT_K \ll I$ распределения температуры, потока тепла, тепловыделения и т. д. у границы разряда имеют универсальный характер, т. е. безразмерные величины, например T/T_K , зависят только от r/δ_K . В работе¹⁹ выведено и численно проинтегрировано уравнение для безразмерной температуры, построены все профили и найдена точная связь температуры плазмы с потоком электромагнитной энергии в скин-слое. Эта связь, естественно, дается формулой типа (22), только правильное значение коэффициента есть 3,14, а не 4.

6. **Высокочастотный разряд в потоке газа.** Волна распространения высокочастотного разряда возникает в безэлектродном плазмотроне. Индукционная плазменная горелка, как его иногда

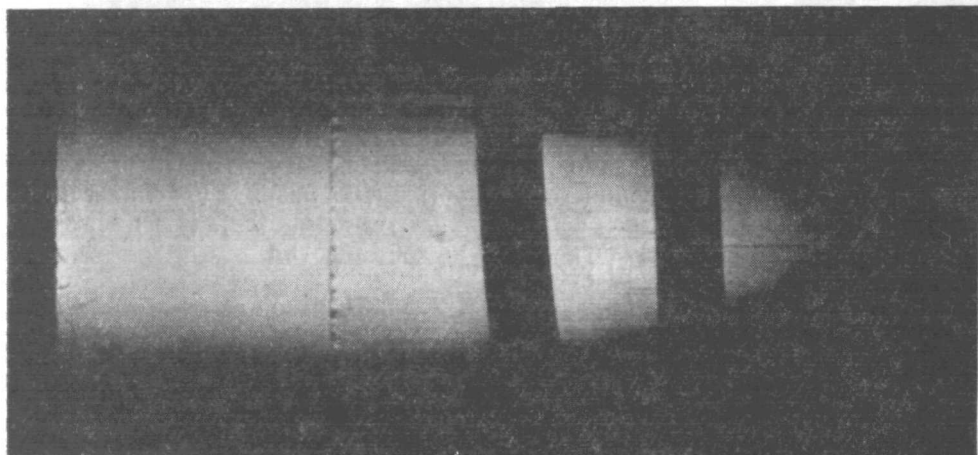


Рис. 8. Фотография разряда и плазменной струи в плазмотроне. Видны два витка индуктора и срез кварцевой трубки.

называют, была сконструирована Ридом в 1960 г.²⁰ В этом устройстве через соленоид, внутри которого горит разряд, продувают газ, и он вытекает в виде непрерывной плазменной струи с температурой порядка $10\,000^\circ$. В одной из типичных современных установок Кононова и Якушина²¹ (см. рис. 8) индуктор, состоящий из нескольких витков, питается от высокочастотного лампового генератора с диапазоном частот 6—18 Мгц. В разряд можно вводить мощность до 40 квт. В индуктор вставлена кварцевая трубка диаметром 6 см и длиной 35 см. По трубке продувают воздух или аргон, причем, как и в работе²¹, применяется тангенциальная подача газа, при которой течение имеет винтовой характер. Благодаря этому разряд отжимается от стенок трубки. Осевые составляющие скорости холодного газа на периферии имеют порядок метра в секунду; на оси

трубки из-за действия центробежных сил давление понижено и здесь образуется завихрение. Осевое движение тут практически отсутствует. В работе автора¹⁰ была предложена модель, призванная объяснить, как происходит превращение холодного газа в плазму в индукционной плазменной горелке. Основным элементом этой модели является решение задачи о нормальном распространении разряда, подобно тому как объяснение конфигурации фронта пламени в химической горелке зиждется на решении фундаментальной задачи о нормальной скорости распространения горения.

Представим себе для начала неустановившийся процесс расширения плазменного столба в соленоиде без протока газа в стадии, когда разряд, будучи зажженным на оси, еще не достиг стенок. Тогда каждый участок поверхности волны разряда можно считать плоским. Если соленоид длинный, магнитное поле направлено по оси, а разрядный слой представляет собой длинный кольцевой цилиндр. При этом продольные градиенты температуры очень малы. Пусть еще температура не столь высока, чтобы потери на излучение играли заметную роль. Мы приходим к задаче о распространении плоской волны высокочастотного разряда, фронт которой ориентирован параллельно внешнему магнитному полю, в отсутствие всяких потерь энергии.

Рассмотрим стационарный режим в системе координат, где волна покоится. Уравнение баланса энергии похоже на (3):

$$\rho_0 u c_p \frac{dT}{dx} = -\frac{dJ}{dx} + \sigma \langle E^2 \rangle, \quad J = -\lambda \frac{dT}{dx}. \quad (23)$$

Поле описывается уравнениями Максвелла (15), только теперь $H \equiv H_z$, $E \equiv E_y$, $S \equiv S_x$. Перед разрядом при $x = -\infty$ $T = 0$ и $H = H_0 = (4\pi/c)I_0 n$. В плазме (при $x = +\infty$) $J = 0$, $H = 0$. Температура в волне ведет себя так, как показано на рис. 5. Температура плазмы T_k (при $x = +\infty$), так же как и скорость распространения разряда u , должна определиться в результате решения уравнений. Система (23), (15) имеет очевидный интеграл сохранения полного потока энергии

$$\rho_0 u w(T) + J + S = \text{const} = S_0, \quad (24)$$

из которого следует тривиальное уравнение баланса энергии для волны разряда в целом

$$\rho_0 u w_k = S_0, \quad w_k = \int_0^{T_k} c_p dT. \quad (25)$$

Приближенное решение системы (23), (15) или (24), (15) можно найти, если воспользоваться резкостью зависимости $\sigma(T)$. Введем «температуру ионизации» T_0 такую, что при $T < T_0$ можно пренебречь диссипацией поля. Очевидно, T_0 лишь немногим меньше T_k . Помещая начало координат в точку, где $T = T_0$, заменим резкую переходную функцию $\sigma[T(x)]$ «ступенькой»: $\sigma = 0$ при $x < 0$, $\sigma = \text{const} = \sigma_k$ при $x > 0$, $T_0 < T \leq T_k$. В этом приближении уравнения Максвелла дают известное решение (см., например, ³⁵): $H = H_0$, $S = S_0$ при $x < 0$ и $H = H_0 e^{-x/\delta_k}$, $S = S_0 e^{-2x/\delta_k}$ при $x > 0$, причем поток энергии в скин-слой S_0 определяется формулой (20). Теперь можно проинтегрировать (24) и найти распределение температуры $T(x)$ в следующем приближении. В зоне прогрева $x < 0$ $T = T_0 e^{-x/\Delta}$, где $\Delta = \lambda_k / \rho_0 u c_{pk}$ (если считать для простоты, что $c_p(T)/\lambda(T) = \text{const}$). При $x > 0$ T асимптотически приближается к T_k , причем T_0 связана с T_k . Для определения конечной температуры можно составить интегральное соотношение, которое является обобщением (19).

Вычисления приводят к вполне естественному результату. При резкой зависимости $\sigma(T)$ конечная температура T_K мало отличается от температуры статического разряда в том же поле H_0 (она меньше статической). При конкретной зависимости $\sigma \sim e^{-I/2kT}$ и $kT_K \gg I$ поправка в «статической» температуре имеет порядок $2k(T_K)^2/I$, как и разность $T_K - T_0$. Физическая причина этих результатов состоит в том, что в зоне диссипации уравнение баланса потоков (24) мало отличается от уравнения (17), справедливого в статическом случае. Практически вся выделяющаяся здесь энергия поля выносится теплопроводностью в переднюю зону волны и расходуется на прогревание газа до температуры ионизации. Поскольку температура плазмы в основном определяется балансом потоков в самой зоне тепловыделения, она мало чувствительна к тому, на что тратится вынесенная из этой зоны энергия; уходит ли она в стенки или идет на нагрев новых порций газа. Ситуация очень близка к той, которая имеет место! при обычном горении.

Скорость распространения волны при известной температуре T_K дается формулами (25), (20). Характерные ширины зон прогревания и диссипации Δ и $\delta_K/2$ относятся как T_K и $T_K - T_0$, что непосредственно вытекает из условия непрерывности потока при $x = 0$, $T = T_0$. Отсюда следует формула для скорости

$$u \approx \frac{2\chi_K}{\delta_K} \frac{T_K - T_0}{T_K} \frac{\rho_K}{\rho_0}, \quad \chi_K = \frac{\lambda_K}{\rho_K c_{pK}}, \quad (26)$$

характерная для теплопроводностного механизма распространения (χ_K — температуропроводность нагретого газа). Заметим, что скорость можно представить и в виде, практически совпадающем с формулой Зельдовича для скорости горения. При реальных значениях параметров скорости u имеют порядок сантиметров в секунду. Так, для приведенных в п. 5 примеров (аргон, 1 атм) $u \approx 2$ см/сек при $I_0 p = 13,3$ а-в/см, $T_K \approx 8000^\circ$ и $u \approx 7$ см/сек при $I_0 p = 33$ а-в/см, $T_K \approx 10\,000^\circ$.

Вернемся к процессу радиального расширения разряда. Предположим, что в какой-то момент «включился» осевой поток газа, сосредоточенный преимущественно у периферии трубы, как в плазмотроне. Теплопроводностная волна, поддерживаемая выделением джоулева тепла, распространяется в радиальном направлении, и одновременно тепло сносится газовым потоком. Очевидно, тепло будет дальше распространяться по радиусу в задней части солениоида, куда приходят газовые частицы, уже нагретые при прохождении передней части. Поэтому изотерма $T = T_0$, ограничивающая фронт разряда, начнет наклоняться по отношению к потоку до тех пор, пока осевой снос тепла не будет в точности компенсировать радиальную подачу. Когда возрастающая по мере наклонения фронта скорость втекания газа в разряд по нормали станет равной скорости распространения разряда u , дальнейший поворот фронта прекратится и состояние станет устойчивым. Установившаяся картина процесса в индукционной горелке имеет вид, показанный на рис. 9. На этом рисунке «волна

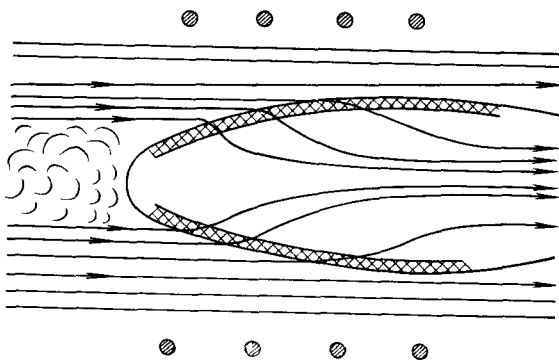


Рис. 9. Качественная схема процесса «горения» в высокочастотном плазмотроне.

«Пламя» заштриховано. Показаны линии тока газа. На оси перед разрядом — завихрение.

разряда» (т. е. скин-слой вместе с предшествующей зоной прогрева) заштрихована (предполагается, что скин-слой тонкий). Там же проведены линии тока газа, вернее — проекции фактически спиральных линий на плоскость диаметрального сечения трубы. Линии тока преломляются в волне, так как, нагреваясь, газ расширяется и ускоряется главным образом в направлении, перпендикулярном к фронту разряда, а касательная составляющая скорости при этом меняется мало. Внутренняя полость разрядного «кольца» заполнена плазмой, нагретой до конечной температуры T_k , причем поток здесь выпрямляется. Угол наклона фронта разряда к оси равен примерно отношению нормальной скорости распространения разряда u к осевой скорости потока v_0 . Поскольку $v_0 \sim 1$ м/сек, а $u \sim 1\text{--}10$ м/сек, угол наклона мал, и это и позволяет при вычислении u приближенно считать, что магнитное поле параллельно поверхности фронта. В присоединенной области трубы перед разрядом скорость потока мала (там образуется завихрение), так что холодный газ втекает в разряд главным образом через боковую поверхность.

Более подробные сведения по физике высокочастотного разряда и плазмотрона можно найти в обзоре автора ²². Подробная библиография по эксперименту и приложениям содержится в обзоре Якушина ²³. Некоторые соображения об устойчивости высокочастотного разряда, близкие по духу принципам теории горения, были высказаны Франк-Каменецким ²⁴.

7. Распространение «пламени» в волновом, содержащем атмосферный воздух. В СВЧ устройствах большой (киловаттной) мощности, работающих в непрерывном режиме, нередко наблюдается такое явление. Внезапно в каком-нибудь месте волновода вспыхивает разряд, и плазменное образование бежит навстречу СВЧ волне, причем это случается при СВЧ мощности гораздо меньше той, которая необходима для пробоя воздуха. Иницирует разряд всегда какая-либо неоднородность — примесь, чужеродный предмет, например случайно оставшаяся металлическая стружка, которые сильно раскаляются в СВЧ поле и дают облачко ионизованных паров. Поэтому для предотвращения эффекта, который часто создает серьезные трудности, рекомендуется тщательно очищать волновод.

Явление это было описано в работе Бейста и Форда ²⁵ еще в 1961 г. В целях исследования разряд намеренно иницировали путем введения в волновод маленького стального винтика. Для опытов служил волновод прямоугольного сечения $2,29 \times 1,02$ см², предназначенный для X-полосы СВЧ излучения (частоты 5,2—11,9 ГГц, длины волн в вакууме $\lambda_0 = 3,8\text{--}2,5$ см).

Эффект имел порог по мощности примерно 0,25 кВт — для пробоя воздуха требуется в тысячу раз больше. Скорость движения разряда монотонно возрастала при увеличении мощности, от ≈ 25 см/сек вблизи порога до 6 м/сек при 2,5 кВт. Само плазменное образование, судя по приводимым фотографиям, имеет очертания столбика, расположенного в середине волновода, перпендикулярно к оси и параллельно узкой стенке, т. е. вдоль электрического поля (использовалась H_{01} -мода). Диаметр «столбика», насколько можно видеть из фотографий, равен нескольким миллиметрам. В типичных случаях в плазме поглощалось 75% мощности падающей СВЧ волны, остальное — отражалось.

Ознакомление с изложенными фактами не оставляет сомнения в том, что мы имеем здесь дело с явным случаем распространения разряда, на этот раз — СВЧ, в режиме медленного горения. На этой основе в работе автора ²⁶ была дана физическая интерпретация эффекта и вычислены основные величины.

Рассмотрим плоский стационарный режим волны разряда. Потери на излучение в СВЧ разрядах невелики, так как температуры здесь не получаются высокими (в воздухе при 1 атм — примерно 5000°). Положим сначала, что отсутствуют и потери на теплопроводность; это допустимо при мощностях, заметно превышающих порог для существования режима. Баланс энергии в волне описывается при этом уравнением (23). В уравнениях Максвелла теперь нельзя пренебречь токами смещения, как для высокочастотного разряда, и поле является волновым. Монохроматическое плоское поле удовлетворяет уравнению (см. книги Гинзбурга ²⁷, Ландау и Лифшица ³⁵)

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) E = 0. \quad (27)$$

Диэлектрическая постоянная ε и высокочастотная проводимость σ равны ²⁷

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N_e}{m(\omega^2 + v_m^2)}, \quad \sigma = \frac{e^2 N_e v_m}{m(\omega^2 + v_m^2)}, \quad (28)$$

где N_e — число электронов в 1 см³, которое считаем равновесным, v_m — эффективная частота их столкновений. При $x = -\infty$ $T = 0$, $J = 0$ и заданы амплитуда поля или поток энергии S_{π} в падающей электромагнитной волне. При $x = +\infty$ в варианте без потерь $J = 0$ и $E = 0$. Уравнения (24) и (25) остаются в силе, причем фигурирующий в них поток энергии S_0 , который вводится в плазму, равен $S_0 = S_{\pi}(1 - R_r)$, где R_r — коэффициент отражения электромагнитной волны от фронта плазмы (заранее не известный).

Решение системы (23), (27) представляет трудности двойного рода. Одна из них, как и прежде, связана с нелинейностью уравнений и наличием неизвестного параметра u . Но к ней добавляется еще одна, связанная с необходимостью решать волновое уравнение в неоднородной среде. Первую трудность можно приближенно обойти примерно так же, как и раньше, если воспользоваться чрезвычайной резкостью зависимостей $\varepsilon - 1$ и σ от T . В зоне, где поле диссипируется и где рождается отраженная волна, температура весьма близка к конечной и в ней с точностью до величины порядка $2kT_K/I \ll 1$ справедливо уравнение (17), характерное для статического разряда.

В высокочастотном случае это уравнение удавалось проинтегрировать благодаря выполнению условия $4\pi\sigma/\omega \gg |\varepsilon|$ ($\omega \rightarrow 0$), которое позволяет пренебречь токами смещения и представить поток S в виде (18). Такой же прием оказывается возможным и в противоположном предельном случае $4\pi\sigma/\omega \ll \varepsilon \approx 1$ ($\omega \rightarrow \infty$), когда справедливо уравнение поглощения потока (5) (приближение геометрической оптики). Вообще говоря, в СВЧ плазме под атмосферным давлением $4\pi\sigma/\omega \sim |\varepsilon|$. Однако в каком-то приближении можно сохранить закон (5), если подразумевать под S поток в проходящей электромагнитной волне и вычислять коэффициент поглощения μ через локальные значения $\varepsilon(x)$ и $\sigma(x)$ по формулам, относящимся к однородной среде. Коэффициент отражения можно в первом приближении оценивать, если рассматривать границу плазмы как резкую.

В указанных приближениях мы немедленно получим из (17) и (5) интегральное соотношение

$$\int_0^{T_K} \mu(T) \lambda(T) dT = S_0 = S_{\pi} [1 - R_r(T_K)], \quad (29)$$

которое определяет температуру разряда *). После вычисления T_K можно найти и скорость u по формуле (25). В работе Балтина, Батенина, Гольдберга, Девяткина и Цемко²⁸, где исследовался стабилизированный СВЧ разряд в азоте при атмосферном давлении (см. п. 8), численно решалось точное интегральное уравнение для функции $S(T)$, которое вытекает из исходной для (29) системы (24), (25) и (5). Результаты вычислений — зависимость T_K от S_0 — находятся в удовлетворительном согласии с измерениями.

Уравнение (29), определяющее конечное состояние разрядной плазмы, допускает весьма примечательную интерпретацию. Можно показать²⁶, что оно практически эквивалентно условию равенства единице оптической

толщины зоны прогрева в волне разряда $\tau_0 \approx \int_{-\infty}^{x(T_0)} \mu dx$. Это условие

вполне закономерно. В самом деле, допустим, что $\tau_0 < 1$. Это означало бы, что в конце зоны прогрева коэффициент поглощения еще столь мал, что на протяжении некоторой прилегающей части зоны диссипации поглощение также будет малым. Если допустить, что $\tau_0 > 1$, это будет означать, что уже в зоне прогрева электромагнитная волна сильно поглощается. И то, и другое предположения противоречат самим определениям понятий зон «диссипации» и «прогрева».

При учете потерь энергии задача о режиме формулируется так же, как это было сделано в п. 3. Поскольку для описания поля используется уравнение (5), сохраняется вся система (3), (5). При $x = +\infty$ теперь $T = 0$ и $J = 0$. В такой постановке задача существенно усложняется. Приближенное решение ее было построено в работе²⁶ **). Оно позволяет найти пороговый поток S_t такой, что при $S_{\pi} < S_{\pi t}$ волна не распространяется. Вблизи порога режима сравнимы продольный и поперечный потоки тепла, т. е. ширина зоны диссипации $1/\mu_K$ примерно равна поперечным размерам разряда r_0 (радиусу разрядного «столбика»). Условие $1/\mu(T_K t) \approx r_0$ дает нам минимально возможную температуру плазмы разряда.

Для условий опытов²⁵ — воздух под давлением 1 атм, $\lambda_0 = 3$ см, $\omega = 6,3 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹ и $r_0 \approx 0,3$ см — расчеты дают $T_K t \approx 4200^\circ$ и пороговые потоки $S_{0t} \approx 0,2$ кет/см², $S_{\pi t} \approx 0,28$ кет/см² ($R_r = 0,28$), что хорошо согласуется с экспериментальным значением пороговой мощности, если отнести ее к поверхности разрядного «столбика». При повышении потока, вкладываемого в разряд, температура увеличивается медленно, а нарастает скорость распространения. Например, при $S_0 \approx 1$ кет/см², $T_K \approx 6000^\circ$ и $1/\mu_K \approx 0,02$ см и ≈ 30 см/сек. Скорость распространения разряда относительно нагретого газа $v = (\rho_0/\rho_K) u \approx 8,7$ м/сек. С измеренными скоростями согласуются именно эти значения, а не значения u . Это свидетельствует о том, что ситуация в волноводе в какой-то мере близка к горению в трубе от закрытого конца (в отличие от разряда внутри соленоида, который стабилизирован, будучи «привязанным» к индуктору). В волноводе, где область разряда весьма сосредоточена, нагревающийся газ расширяется во все стороны, в том числе и в направлении распространения, поэтому лабораторная скорость движения волны разряда и получается гораздо больше u . Вообще гидродинамический процесс в волноводе очень услож-

*) Следует отметить, что формула (29), строго справедливая в пределе $\omega \rightarrow \infty$, дает разумные результаты даже в противоположном пределе $\omega \rightarrow 0$, когда строго выполняется соотношение (19)²⁶. Это отчасти и служит оправданием применения предела $\omega \rightarrow \infty$ к СВЧ частотам.

**) Заметим, что метод решения можно несколько упростить по сравнению с работой²⁶, если использовать в качестве одного из условий $\tau_0 = 1$.

няется тем, что разряд не перекрывает всей трубы. Поперечные размеры разрядного столбика ограничены вследствие резкого спада поля в поперечном направлении при наличии в волноводе плазмы; по-видимому, на радиус влияет и гидродинамика течения.

8. СВЧ разряд в потоке газа. Разряд в резонаторе. Обращенная картина распространения СВЧ разряда, весьма похожая на то, что наблюдается в безэлектродном плазмотроне, возникает в СВЧ плазмотронах. В одной из первых и типичной конструкции, описанной в работах Аксенова, Блинова, Марина, Полака, Щипачева²⁹ и Блинова, Володько, Гонтарева, Лысова и Полака³⁰, волновод, по которому от магнетрона распространяется СВЧ волна, пересекает кварцевая трубка (рис. 10). По трубке продувается газ, обычно закрученным потоком. В области пересечения горит стабилизированный разряд. Он отжимается от стенок трубки примерно на половину радиуса благодаря закрученности потока; из трубки вытекает плазменная струя. Обычно применяется СВЧ излучение с $\lambda_0 \sim 5-12$ см, мощностью порядка киловатта; радиусы трубок порядка сантиметра; скорости осевого течения газа порядка десятков см/сек. В СВЧ плазмотронах достигается весьма высокий к. п. д. — в плазму удается ввести более 50%, а в некоторых случаях до 80—90% генерируемой мощности. Температуры в СВЧ разряде получаются меньшими, чем в высокочастотном*). В азоте при атмосферном давлении достигается только 5000—6500°. Измерения колебательной и вращательной температур, с одной стороны, и концентрация электронов, с другой (см. ³¹), показывают, что плазма находится в состоянии, близком к термодинамически равновесному. Напротив, в аргоне электронная температура 6500—7000° заметно превышает атомную — 4500° (см. ³²). Это и естественно: в атомарных газах отсутствует такой действенный механизм выравнивания температур, как возбуждение молекулярных колебаний ударами электронов.

Надо полагать, что форма поверхности СВЧ разряда в потоке газа (поверхности «пламени»), так же как и в случае индукционного разряда, определяется соотношением скоростей набегающего потока и «нормальной скорости распространения разряда» u (см. п. 6). При мощностях, заметно превышающих пороговую, глубина проникновения поля в плазму мала (скин-слой тонкий) и ситуация близка к той, которая получается в высокочастотном разряде, правда, с той разницей, что в волноводе распределение поля не симметрично относительно оси разрядного «столбика», как внутри индуктора. Как было ясно из предыдущего, температура в разряде почти не зависит от скорости газового потока и должна быть близкой к «статической».

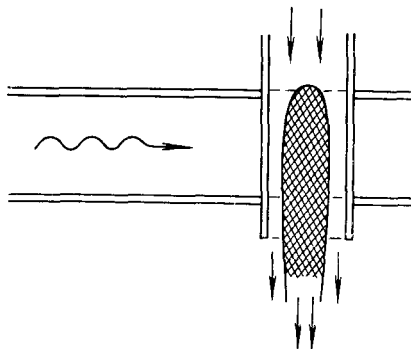


Рис. 10. Схема СВЧ плазмотрона (плазма заштрихована).

*) При высоких температурах сильно возрастает отражение, а отраженную волну приходится отводить от магнетрона и отраженная мощность пропадает. Если говорить о высокочастотном разряде на волновом языке, хотя длина волны здесь гораздо больше размеров системы, то здесь «отражение» от плазмы, конечно, почти полное, но «отраженная» мощность «возвращается назад». Генератор восполняет только малую разность между «падающей» и «отраженной» мощностями.

Одна из трудностей, которая возникает при расчете зависимости температуры от генерируемой мощности, связана с необходимостью учитывать, какая доля этой мощности диссипируется в разряде*). В работах^{30, 31} эта доля вычислялась на основе известного решения задачи о рассеянии H_{01} -волны в волноводе от очень тонкого проводящего стержня, расположенного в середине волновода параллельно вектору электрического поля³⁴. В этом приближении может поглотиться максимум, половина падающей мощности; четверть при этом отражается, четверть — проходит. Нельзя сказать, чтобы это приближение было удовлетворительным, разрядный «стержень» отнюдь не является тонким и в опытах поглощение часто составляет более 50%. Для связи температуры плазмы с потоком энергии, вводимой в разряд, следует пользоваться соотношениями типа (29). Применение принципа минимума, по аналогии с каналовой моделью дуги (см. п. 9), как в работе³¹, не является обоснованным и может привести к ошибочным результатам.

В работе³⁰ описан СВЧ разряд и иной геометрии. Разряд горит на оси круглого волновода, по которому распространяется E_{01} -волна. Цилиндрическая поверхность волновода и проводящий плазменный цилиндр на оси образуют коаксиальную линию для электромагнитной волны. Вдоль волноводной трубы продувается закрученный газ, и с торца через сопло вытекает плазменная струя. В этой системе генерируемая мощностью поглощается почти полностью и достигается более высокая температура плазмы. Заметим, что температуру можно связать с подаваемой мощностью при помощи тех же соотношений (29) или (21), в которых поток в плазму следует выразить через мнимую часть постоянной распространения электромагнитной волны вдоль коаксиала. Последняя сама зависит от проводимости, т. е. температуры плазмы. Следует подчеркнуть, что теоретическое определение радиуса СВЧ разрядов в потоке газа, так же как и в случае высокочастотного разряда, требует рассмотрения гидродинамического процесса с учетом радиального распределения скорости набегающего газа и завихрения на оси. До сих пор эта задача не решена. Оптимальный режим газового потока обычно подбирается эмпирическим путем.

В опытах П. Л. Капицы, которые были начаты еще в 1950 г., задолго до создания СВЧ плазмотронов, и приобрели широкую известность после опубликования подробной статьи в 1969 г.³⁶. СВЧ разряд создавался не в волноводе, а в резонаторе. Для накачки резонатора служили специально разработанные генераторы, которые могли давать непрерывную мощность до 175 *квт* и генерировали колебания с $\lambda_0 \approx 20$ *см*. Исследовались разряды в водороде, дейтерии, гелии и других газах при давлениях в одну и несколько атмосфер. Разряд поджигался в середине резонатора, в области наибольшего поля. Разряд имел форму шнура, вытянутого горизонтально вдоль электрического вектора. Длина его при увеличении мощности достигала 10 *см* (половины длины волны), диаметр — 1 *см*. В разряд можно было вкладывать мощность до 15—20 *квт*. В целях стабилизации разряда газ в резонаторе закручивался; в отсутствие принудительной стабилизации разрядный шнур извивался и всплывал под действием архимедовых сил. Во внешней части разряда температура (в водороде) составляла 6000—8000°, что типично для СВЧ разрядов (см. выше). В статье были описаны результаты детальных теоретических и экспериментальных исследований электродинамических характеристик процесса, параметров плазмы и влияния внешнего магнитного поля.

*) Вычисление коэффициентов отражения на основе рассмотрения плоской задачи не дает правильных результатов²⁸.

Основное внимание в работе П. Л. Калицы сосредоточено на обсуждении предполагаемого эффекта образования внутри разряда высоконагреваемой полости с температурой электронов порядка миллиона градусов. Считается, что высокотемпературная область теплоизолирована от окружающей низкотемпературной плазмы двойным электрическим слоем и поддерживается за счет энергии, которая выделяется благодаря возникновению аномального скин-эффекта.

9. Температура плазмы в дуговом разряде. Дугам и дуговым плазмотронам посвящено великое множество работ, и мы не собираемся обсуждать здесь различные аспекты этой темы. Мы коснемся только вопроса об определении температуры разрядной плазмы с тем, чтобы продемонстрировать полное единство в этом отношении равновесных разрядов во всех частотных диапазонах. Будем рассматривать цилиндрический столб дуги. Столбом называют часть разряда, достаточно удаленную от электродов, где не сказывается влияние приэлектродных процессов. В столбе автоматически устанавливается такое радиальное распределение температуры и такая напряженность продольного электрического поля E , чтобы через дугу протекал ток определенной величины I_0 . Задача теории состоит в отыскании температуры и поля в зависимости от тока (см. книгу ³⁷).

В отсутствие потока газа стационарное состояние в столбе обеспечивается радиальным теплоотводом выделяющегося в плазме джоулева тепла, и баланс энергии описывается уравнением (14), где $\langle E^2 \rangle \equiv E^2$. Потери на излучение в дальнейшем учитывать не будем; для слаботочных дуг это допустимо. На оси при $r = 0$ $dT/dr = 0$, а на достаточно большом удалении при $r = R$ можно положить $T = T_R \approx 0$ («охлаждаемый экран»). Ток равен

$$I_0 = E \int_0^R 2\pi r \sigma dr. \quad (30)$$

Для решения этой задачи *) обычно используют так называемую каналовую модель ³⁷, в которой столб дуги приближенно разделяют на проводящий канал радиуса r_0 с постоянными температурой T_K и проводимостью $\sigma_K = \sigma(T_K)$ и непроводящую зону теплоотвода $r_0 < r < R$, где $\sigma = 0$. При этом

$$I_0 = E \sigma_K \pi r_0^2. \quad (31)$$

Интегрируя уравнение (14) в зоне теплоотвода и замечая, что здесь поток тепла через всю цилиндрическую поверхность равен мощности, выделяющейся в канале, $I_0 E = I_0^2 / \pi r_0^2 \sigma_K$ на единицу длины, получаем уравнение

$$\sigma_K (\Theta_K - \Theta_R) = \frac{I_0^2}{2\pi^2 r_0^2} \ln \frac{R}{r_0}, \quad \Theta = \int_0^T \lambda dT, \quad (32)$$

которое связывает два неизвестных параметра r_0 и T_K .

Недостающее уравнение в каналовой модели получают, применяя принцип минимума Штеенбека, согласно которому при заданных I_0 , R и T_R должно установиться такое распределение температуры, чтобы выде-

*) Линеаризованное относительно Θ уравнение (14), которое получается путем линейной аппроксимации функции $\sigma(\Theta)$: $\sigma = 0$ при $\Theta \leq \Theta_1$, $\sigma = B(\Theta - \Theta_1)$ при $\sigma \geq \Theta_1$, допускает точное аналитическое решение (см. ³⁸).

ляющаяся мощность, а следовательно, и E были минимальными. Дифференцируя (31), скажем, по r_0 , подставляя производную dT_K/dr_0 , найденную из уравнения (32), и полагая $dE/dr_0 = 0$, находят недостающую вторую связь T_K и r_0 :

$$\lambda_K \sigma_K^2 / \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)_{T=T_K} = \frac{I_0^2}{4\pi^2 r_0^2}. \quad (33)$$

Расчеты дуг на основе уравнений (31)–(33) дают превосходное согласие с опытом, однако вопрос о привлечении принципа минимума в свое время послужил предметом многих дискуссий³⁷. В результате использование принципа для дуг было признано правомерным. Было показано, что он является выражением общего условия минимума производства энтропии, вытекающего из термодинамики неравновесных процессов, а уравнение (14) можно рассматривать как уравнение Эйлера — Лагранжа для соответствующей вариационной задачи.

Тем не менее не может не вызвать чувства неудовлетворенности тот факт, что для решения задачи на основе такой простой и естественной модели, как каналовой, приходится привлекать какое-то дополнительное и физически не совсем прозрачное условие. И действительно, в привлечении принципа минимума нет никакой необходимости, а недостающее соотношение вытекает из уравнений баланса энергии и электродинамики так же, как и в случае других разрядов, что было показано автором³⁹.

Выразим с помощью первого уравнения Максвелла (15) E через H и подставим выражение для потока S ($E \equiv E_z$, $H \equiv H_\phi$, $S \equiv S_r$) в уравнение (16), строго справедливое в данном случае. Умножая полученное уравнение на σ и интегрируя его по r от 0 до R , найдем

$$\int_{R \approx 0}^{T_K} \sigma(T) \lambda(T) dT = \left(\frac{c^2}{16\pi^2} \right) \int_0^R \frac{H}{r} \frac{d}{dr} (rH) dr. \quad (34)$$

Это точное соотношение мы превратим в приближенное, воспользовавшись приближением каналовой модели $\sigma = 0$, const для того, чтобы выразить правую часть через заданную величину — ток. Вне канала $H = H_0 (r_0/r)$, где $H_0 = 2I_0/cr_0$, в канале $H = H_0 (r/r_0)$. В результате интегрирования получаем соотношение

$$\int_{T_R \approx 0}^{T_K} \sigma \lambda dT = \frac{I_0^2}{4\pi^2 r_0^2}, \quad (35)$$

которое дает недостающую связь T_K и r_0 , по своему выводу определяет именно температуру плазмы и вполне соответствует соотношениям (19) и (29) для рассмотренных ранее разрядов. При резкой зависимости $\sigma(T)$ новое уравнение (35) дает практически то же самое, что и старое — (33), т. е. обеспечивает согласие с опытом. Например, когда $\sigma \sim \exp(-I/2kT)$, уравнения (35) и (34) отличаются на величину порядка $2kT_K/I \ll 1$.

Следует подчеркнуть, что применение принципа минимума мощности требует чрезвычайной осторожности. Так, в случае индукционного разряда он дал неверные результаты (см. об этом²²). То же относится и к СВЧ разряду.

Обращаем также внимание на принципиальное сходство сферической модельной задачи об оптическом разряде с цилиндрической задачей о столбе дуги.

IV. НЕРАВНОВЕСНЫЕ И ДРУГИЕ РЕЖИМЫ

10. Волна ионизации и контракция разряда в постоянном поле. В опытах Волкова⁴⁰ при исследовании импульсных разрядов в инертных газах с малыми добавками паров цезия наблюдалось быстрое расширение токопроводящего канала. Так, например, в аргоне с 1% цезия при давлении 100 мм рт. ст. и при разрядном токе 80 а скорость вначале была $\sim 10^5$ см/сек; за время ~ 100 мксек она падала до $\sim 10^3$ см/сек. Поле при этом уменьшалось от ~ 50 до 5 в/см. На ранней стадии процесса газ заведомо не успевал нагреваться и приходил в движение, тем более что в разряд вкладывалась небольшая энергия и концентрация электронов даже при полной ионизации цезия была весьма малой. Было предположено, что ионизация распространяется по неподвижному газу за счет электронной теплопроводности.

В этой связи Велихов и Дыхне⁹ рассмотрели плоский стационарный режим волны ионизации, распространяющейся в постоянном электрическом поле E (в направлении x , перпендикулярном к полю) благодаря электронной теплопроводности, и отметили сходство процесса с медленным горением. Это была первая постановка задачи подобного типа. Считалось, что плотность электронов N_e связана с их температурой T условием термодинамического равновесия, причем $kT \ll I$ и степень ионизации очень мала. Электроны сталкиваются с нейтральными атомами. Хотя они и передают им при этом энергию, газ тяжелых частиц из-за большой теплоемкости остается холодным и неподвижным.

В этих предположениях (и без учета других потерь) баланс электронов описывается уравнением

$$uI \frac{dN_e}{dx} = -\frac{d}{dx} N_e j_1 + N_e \sigma_1 E^2 - N_e \frac{2m}{M} \frac{3k}{2} \frac{T - T_a}{\tau}, \quad (36)$$

$$j_1 = -\lambda_1 \frac{dT}{dx}, \quad N_e \sim e^{-I/2kT};$$

здесь $\sigma_1 = e^2 \tau / m$ и $\lambda_1 \approx v_e^2 \tau k \approx k^2 T \tau / m$ — электропроводность и теплопроводность, рассчитанные на один электрон, τ — время свободного пробега электронов (оно принималось постоянным), v_e — их тепловая скорость, M — масса атома, T_a — температура атомов (считается, что $T_a \ll T$). При $x \rightarrow +\infty$ температура стремится к конечному значению T_K , которое определяется условием равенства тепловыделения и упругих потерь:

$$T_K = \frac{e^2 E^2 \tau^2 M}{3km^2}, \quad (37)$$

а $j_1 = 0$. Как видно из уравнения (36), передний край волны резкий. Граничное условие на краю состоит в том, что здесь, при $T = 0$, поток тепла на один электрон конечен, точнее, $j_1 = -uI$.

Порядок величины скорости распространения и ширины волны можно оценить путем сопоставления различных слагаемых в уравнении (36). Сравнивая старший член в дивергенции потока тепла, пропорциональный производной от N_e , с членом упругих потерь, найдем, что масштабом длины в волне является величина $L = (M/m)^{1/2} (I/m)^{1/2} \tau$. Сопоставляя дивергенцию потока с конвективным членом, найдем масштаб скорости

$$U = \left(\frac{kT_K}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{kT_K}{I} \right)^{3/2} \approx v_e \left(\frac{m}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{kT_K}{I} \right)^{3/2}. \quad (38)$$

В работе⁹ уравнение (36) преобразуется к безразмерным переменным $\vartheta = T/T_K$, $\xi = x/L$ и далее, путем исключения координаты, — к перемен-

ным $y = \partial d\partial/d\xi$ и ∂ . Качественное исследование поля интегральных кривых в зависимости от параметра $v = u/U$ показало, что граничным условием удастся удовлетворить при одном значении $v \sim 1$. Таким образом, скорость волны $u \approx U$. Оценки скорости, сделанные в работе ⁴⁰ по формуле (38), дали согласие с опытом по порядку величины.

Мант, Онг и Таркотт ^{41, 42a} рассматривали ту же задачу, но без существенного допущения о равновесности плотности электронов и с учетом их диффузии. Строгое уравнение для баланса числа электронов имеет вид

$$u \frac{dN_e}{dx} = \frac{d}{dx} \left(D \frac{dN_e}{dx} + \frac{8}{13} \frac{DN_e}{T} \frac{dT}{dx} + \frac{DeN_e}{kT} E_x \right) + q; \quad (39)$$

здесь $D \approx v_e^2 \tau$ — коэффициент диффузии электронов, E_x — продольное поле поляризации, которое возникает вследствие разделения зарядов при диффузии (оно удовлетворяет уравнению Пуассона), $q = K_i N N_e - K_r N_e^2 N_+$, где K_i и K_r — константы скорости ионизации атомов и рекомбинации, связанные принципом детального равновесия и зависящие от электронной температуры T . В пренебрежении диффузией ионов $u dN_+/dx = q$. Уравнение баланса энергии, с выражением для потока тепла, соответствующим (39), имеет вид

$$u \frac{d}{dx} \left(\frac{3}{2} N_e k T \right) = \frac{d}{dx} \left(\frac{80}{26} DN_e k \frac{dT}{dx} + \frac{55}{26} DkT \frac{dN_e}{dx} + \frac{55}{26} N_e De E_x \right) + \\ + \frac{N_e De^2 E^2}{kT} - \frac{3N_e kT}{DM} (T - T_a) - Iq.$$

За волной, при $x = \infty$, температура электронов T_k определяется той же формулой (37) ($T_k \gg T_a$), $N_e = N_+ = N_{ek}$, где N_{ek} — равновесная плотность при температуре T_k , $E_x = 0$. Перед волной при данной постановке, с учетом диффузии электронов и конечной скорости ионизации, фронт размыт и при $x = -\infty$ $N_e = N_+ = 0$, а температура $T_{-\infty}$ и поле поляризации $E_{x,-\infty}$ ограничены, но заранее неизвестны.

Фактически дебаевский радиус всегда оказывается столь малым, что разделение зарядов ничтожно и диффузия имеет амбиполярный характер. В работе отмечается, что чаще всего характерное время реакции ионизации, т. е. установления термодинамического равновесия, $\tau_{\text{реак}} = (K_i N_{ek})^{-1}$ гораздо больше времени передачи энергии от электронов атомам $\tau_{\text{обм}} = \tau(M/m)$ и уравнения решаются именно для этого предельного случая, который прямо противоположен рассмотренному в работе ⁹. Температура при этом почти постоянна во всем пространстве. Ширина волны $L' \sim u \tau_{\text{реак}}$. С другой стороны, $u \sim D/L$, откуда масштаб скорости $U' = v_e (\tau/\tau_{\text{реак}})^{1/2}$. Параметр $v' = u/U'$ представляет собой собственное число безразмерной системы уравнений. Оказывается, система имеет два собственных значения, одно из которых порядка единицы, а второе соответствует медленной скорости распространения и, по-видимому, является лишним *). Численно ⁴¹ для водорода при $T_k = 10^4$ °, $N = 10^{15}$ см⁻³, $N_{ek} = 10^{12}$ см⁻³, $\psi = \tau_{\text{реак}}/\tau_{\text{обм}} = 10^5$ получается $u \approx 36$ м/сек; для аргона для тех же параметров $\psi \approx 54$, $u \approx 180$ м/сек.

В изложенных выше постановках задачи плоский фронт ионизации распространяется в сколь угодно слабом поле. Между тем хорошо известно явление контракции разряда, когда статический разряд не охватывает всей области, где имеется электрическое поле, и область, где идет ток, стационарным образом сосуществует рядом с неионизованной безтоковой областью. Причиной контракции может явиться зависимость частоты стол-

*) Заметим, что в теории горения при учете потерь появляются две скорости пламени ^{42b}.

кновений электронов от температуры, связанная с тепловым расширением нагревающегося газа и возрастанием роли кулоновских столкновений с ионами ⁴³. Уравнение (36) в этом случае допускает существование статического решения с $u = 0$ ⁴⁴. Возможен и радиационный механизм контракции ^{44*}). В опытах Витшаса, Голубева и Маликова ⁴⁶ было показано, что в случае очень малых концентраций электронов (при разряде в аргоне с добавкой паров цезия), когда электронная теплопроводность играет малую роль по сравнению с атомной, причиной контракции является теплоотдача в стенки.

Соответствующая плоская модель контракции неравновесного разряда в постоянном поле при малой ионизации (рис. 11) построена в работе Витшаса, Дыхне, Наумова и Панченко ⁴⁷. Для того чтобы нагляднее продемонстрировать физический смысл закономерностей, мы здесь, следуя ходу основных рассуждений ⁴⁷, рассмотрим гораздо более простой случай равновесного разряда той же геометрии. В полной аналогии с выводом п. 3 имеем

$$\rho_0 \mu c_p \frac{dT}{dx} = -\frac{dJ}{dx} + \sigma E^2 - \frac{A'\Theta}{\Lambda^2},$$

$$J = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (40)$$

где Λ — толщина слоя (R — в уравнении (3)). Температура плазмы T_K соответствует верхней, устойчивой, точке пересечения кривых тепловыделения и потерь: $\sigma_K E^2 = A'\Theta_K/\Lambda^2$. При $x = \infty$ $T = T_K$, $J = 0$; при $x = -\infty$ $T = 0$, $J = 0$. Статический режим контрагированного разряда ($u = 0$) соответствует порогу для распространения волны разряда, который определяется условием «равенства площадей» (8):

$$\Theta_K(E) \int_0^{\Theta_K(E)} \left(\sigma E^2 - \frac{A'\Theta}{\Lambda^2} \right) d\Theta = 0. \quad (41)$$

Отсюда находим поле E_t , при котором граница разряда неподвижна. При $E > E_t$ $u > 0$ и разряд будет распространяться, при $E < E_t$ ($u < 0$) распадаться (пойдет волна охлаждения и деионизации). В отличие от цилиндрической дуги (п. 9), в статическом плоском разряде ни поле, ни плотность тока $j = \sigma E$ от величины полного тока I_0 не зависят. От нее зависит лишь протяженность d токовой области вдоль оси x : $I_0 = j d \Lambda$.

Расчет, сделанный в работе ⁴⁷ применительно к разрядам в аргоне с малой концентрацией цезия, усложняется из-за неравновесности процесса: там существен отрыв температур электронов T и атомов T_a . Уравнение типа (40) записывается для атомной температуры T_a , а связь T и T_a дается условием $\sigma E^2 = W_{\text{упр}}$, где $W_{\text{упр}}$ — последний член в уравнении (36). Соответственно усложняется анализ кривых тепловыделения и потерь и уравнения типа (41).

11. Волны ионизации в волноводах. Это явление было обнаружено и экспериментально исследовано в серии работ Бетке,

*) Близкий вопрос об устойчивости мощного разряда, из которого энергия уносится тепловым излучением, рассматривался в работе ⁴⁵.

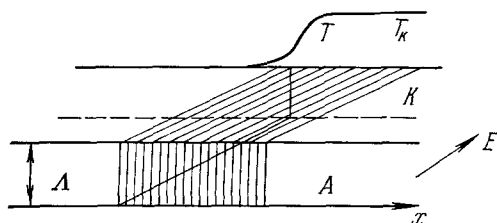


Рис. 11. Схема плоской модели контракции разряда.

Плазма заштрихована. A — анод, K — катод. Сверху показан профиль температуры.

Фромана и Рюсса⁴⁸⁻⁵⁰. Если в волноводе, наполненном инертным газом, у конца, далекого от источника СВЧ излучения, ударной волной или искровым разрядом создать локализованную плазму, плазменный фронт отрывается от начального места и быстро движется по направлению к источнику. Опыты ставились в цилиндрическом волноводе радиуса 2,5 см и длиной более метра на частоте 8,35 ГГц ($\lambda_0 = 3,6$ см) в Хе, Кг, Аг при давлениях 0,3—3 мм рт. ст. Эффект возникал уже при небольших потоках СВЧ излучения, порог был всего 0,2—1 вт/см². Для пробоя газа в тех же условиях необходимо 40—200 вт/см². При увеличении СВЧ мощности скорость фронта возрастала от десятков м/сек вблизи порога до десятков км/сек при ~ 50 вт/см². Максимальные концентрации электронов составляли $0,7-9 \cdot 10^{12}$ см⁻³ (критическая концентрация в волноводе $0,72 \cdot 10^{12}$ см⁻³). Специальная проверка показала, что газ остается неподвижным, т. е. распространение плазменного фронта имело характер волны ионизации. На пути волны ионизации ставились диэлектрические окна, прозрачные для СВЧ излучения. Перед окном из пластика с коротковолновой границей прозрачности $\lambda_0 \approx 2000$ Å в ультрафиолетовой области спектра волна ионизации останавливалась, а через окно из LiF, который пропускает ультрафиолет примерно до 1100 Å, волна проникала и продолжала распространяться с той же скоростью. Это свидетельствовало о том, что в механизме распространения главенствующую роль играет перенос резонансного излучения атомов, длины волн которого у инертных газов как раз лежат в интервале 1000—1500 Å. Как видим, данный процесс довольно сильно отличается от того, который происходит в волноводе, наполненном атмосферным воздухом (п. 7), когда разряд распространяется весьма медленно.

Приближенная теория режима волны ионизации, распространяющейся в волноводе благодаря переносу резонансного излучения была разработана в работе В. И. Мышенкова и автора⁵¹. Была принята простейшая кинетическая схема процесса: электроны набирают энергию в СВЧ поле и возбуждают атомы на единственный резонансный уровень, возбужденные атомы ионизируются электронным ударом. (Поскольку поля существенно ниже пороговых для пробоя, электроны не в состоянии ионизовать невозбужденные атомы.) Возбуждение из плазмы передается в невозмущенные слои резонансными квантами.

Без учета рекомбинации и диффузии электронов к стенкам трубы, которые в условиях опытов⁵⁰ протекают медленно и в зоне волны несущественны, плотность электронов удовлетворяет уравнению кинетики

$$u \frac{dN_e}{dx} = \alpha N_e N^*, \quad (42)$$

где N^* — плотность возбужденных атомов, α — константа скорости их ионизации электронным ударом (с учетом энергетического спектра электронов). Плотность возбужденных атомов описывается известным интегродифференциальным уравнением. Последнее для упрощения приближенно преобразовывалось к дифференциальному уравнению типа диффузии. Это уравнение, которое соответствует уравнению баланса энергии в случае равновесных теплопроводностных режимов, имеет вид

$$u \frac{dN^*}{dx} = D^* \frac{d^2 N^*}{dx^2} + \frac{\sigma \langle E^2 \rangle}{I^*} - \frac{N^*}{\tau^*}; \quad (43)$$

здесь D^* — коэффициент «диффузии» возбуждения. Он равен $D^* = l^2/3\tau^*$, где τ^* — время жизни возбужденного атома по отношению к испусканию кванта, l — средняя длина пробега квантов с учетом дисперсионной формы резонансной линии в крыльях; $l \approx 0,7 l_0^{1/4} R^{3/4}$, где l_0 —

длина пробега в центре линии, R — радиус трубы. Последний член в правой части описывает потери, связанные с уходом возбуждения в стенки трубы, причем $T^* = R^2/3D^*$. Источники возбуждения взяты в предположении, что диссипирующаяся энергия поля $\sigma \langle E^2 \rangle$ в основном затрачивается на возбуждение атомов; I^* — потенциал возбуждения; поле E удовлетворяет волновому уравнению (27); σ и ϵ даются формулами (28).

Скорость ионизации приближенно можно считать не зависящей от поля в достаточно сильных полях и равной нулю — в слабых, когда упругие потери мешают электронам достичь энергии $I - I^*$, необходимой для ионизации возбужденных атомов. Таким образом, $\alpha = \text{const}$ при $\langle E^2 \rangle > E_K^2$ и $\alpha = 0$ при $\langle E^2 \rangle < E_K^2$, где подобно (37)

$$E_K^2 = 2m^2 (I - I^*) v_m (\omega^2 + v_m^2) / e^2 M.$$

Аналогичной формулой (с I^* вместо $I - I^*$) определяется поле, ниже которого электроны не достигают энергии, достаточной для возбуждения атомов, т. е. рассматриваемый режим вообще не может существовать. Оценка дает для соответствующих потоков энергии величины $\approx 0,4-1 \text{ вт/см}^2$, в хорошем согласии с опытными порогами эффекта. Таким образом, порог режима определяют упругие потери. Граничные условия для системы (42), (43), (27) таковы: при $x = -\infty$ $N^* = 0$, заданы поток энергии в падающей электромагнитной волне S_{Π} и некая малая плотность «затравочных» электронов N_{e0} . При $x = +\infty$ $E = 0$ (поскольку $N_e = \text{const} = N_{eK}$) и $N^* = 0$ (вследствие ухода возбуждения в стенки). Система, как обычно, переопределена.

В основе приближенного решения системы лежат три главных момента. В первом приближении источник рождения возбужденных атомов считается сосредоточенным: $\sigma \langle E^2 \rangle = S_0 \delta(x)$. Это позволяет проинтегрировать (43), а затем (42), т. е. найти вид функции $N_e(x)$. Далее, вместо волнового уравнения (27) принимается уравнение (5) для потока S ; и, наконец, для установления уравнения, определяющего скорость распространения, используется условие равенства единице оптической толщины зоны предионизации (зоны «прогрева» в равновесных режимах), где ионизация нарастает до такой величины, что начинается интенсивная диссипация поля. Приведем в целях иллюстрации результатов численный пример для одного из вариантов опытов⁵⁰: ксенон, 3 мм рт. ст., $\omega = 5,3 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, $R = 2,5 \text{ см}$. Имеем $l_0 = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\tau^* = 3,74 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$, $D^* = 3,2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$, $T^* = 6,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$, $I^* = 9 \text{ эв}$, $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек}$, $v_m \approx 2,4 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. При изменении S_{Π} от 0,6 до 40 вт/см^2 N_{eK} нарастает от 1,8 до $9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с опытом, N_{max}^* — от 0,8 до $23 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, u — от 70 м/сек до 2 км/сек. Зависимость $u(S_{\Pi})$ получается правильной, но расчетные скорости оказываются заниженными в несколько раз по сравнению с измеренными. Скорее всего это связано с тем, что ионизация считалась по слишком упрощенной схеме. Ступенчатая ионизация должна протекать быстрее, а и в решении пропорциональна константе скорости ионизации α . Интересно, что в опытах⁵⁰ наблюдались скачки скорости (как бы переходы в другие режимы), природа которых пока остается необъясненной.

Распространение ионизационных фронтов в волноводе изучалось и в работе Батенина, Девяткина, Зродникова, Климовского и Цемко⁵², где был исследован аргон при давлениях 0,1—1 атм — гораздо более высоких, чем в работах⁴⁸⁻⁵⁰, а также азот при давлениях 16—40 мм рт. ст. СВЧ разряд инициировался искровым разрядником и распространялся внутри кварцевой трубки радиуса 1 см, помещенной вдоль оси волновода. Применялось СВЧ излучение с частотой 2,4 ГГц ($\lambda_0 = 12,6 \text{ см}$), мощность менялась от 200 до 1300 вт. Плазма поглощала примерно 70% мощности.

Концентрации электронов в аргоне были $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в азоте $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Температура электронов была порядка 10 эв . Разряд в азоте имел форму столба, ориентированного вдоль электрического вектора, в аргоне при высоких давлениях разряд имел сложную форму отдельных нитей. На рис. 12 приведены измеренные в работе ⁵² скорости фронта ионизации.

Видно, что при одном и том же уровне мощности и примерно одинаковых давлениях (нижняя кривая в азоте при 40 мм рт. ст. и верхняя кривая в аргоне при 76 мм рт. ст.) скорость в аргоне, измеряемая километрами в секунду, на три порядка больше, чем в азоте. Скорости в азоте при самом высоком исследованном давлении такого же порядка, как и скорость раз-

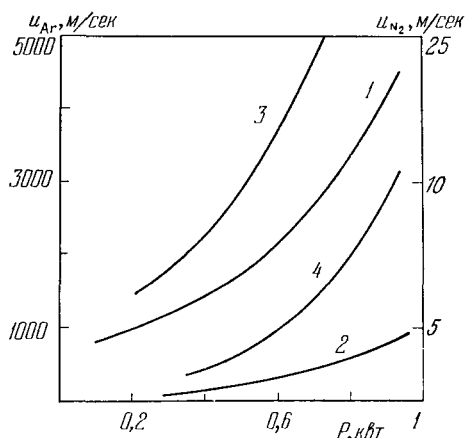


Рис. 12. Скорости волны СВЧ разряда в волноводе ⁵².

В аргоне (шкала слева): кривая 1 — при давлении 76 мм рт. ст. , 2 — 760 мм рт. ст. ; в азоте (шкала справа): 3 — 16 мм рт. ст. , 4 — 40 мм рт. ст. .

ряда в воздухе при 1 атм. — метры в секунду (см. п. 7). Ясно, что механизмы распространения разряда в молекулярных газах (азоте, воздухе) и инертных газах совершенно различны. Видимо, в молекулярных газах, где не существует диффузии резонансного излучения, даже при сравнительно низких давлениях механизм теплопроводностный, тогда как в инертных действует гораздо более эффективный механизм — перенос резонансного излучения. Вопрос этот требует дальнейшего теоретического исследования.

В работе тех же авторов ⁵³ было показано, что волну СВЧ разряда можно замедлить и совсем остановить, если создать на ее пути достаточно сильное продольное магнитное поле. В азоте при давлении 40 мм рт. ст. и мощности $1,3 \text{ кВт}$, когда скорость была равна 4 м/сек , для остановки раз-

ряда потребовалось поле $1,7 \text{ кэ}$. Причиной замедления и остановки волны разряда является уменьшение действующего значения электрического поля или уменьшение коэффициента поглощения плазмы при наложении продольного магнитного поля.

12. «Сверхдетонационный» теплопроводностный и радиационный режимы. Волна пробоя. Выше рассматривались дозвуковой теплопроводностный механизм распространения оптического разряда, аналогичный медленному горению (п. 3), и сверхзвуковой «детонационный» (п. 2). Первый действует при умеренных интенсивностях света, второй — при высоких. Интересно, что при еще более высоких интенсивностях, когда температура плазмы достигает миллионов градусов, на первый план снова может выступить теплопроводностный механизм, но на этот раз не только сверхзвуковой, но даже «сверхдетонационный», ибо он обеспечивает распространение волны разряда со скоростью, превышающей скорость ударной волны. Положение аналогично тому, которое имеет место на самой ранней стадии очень сильных взрывов, когда энергия взрыва сначала распространяется в воздухе тепловой волной и только потом вперед выходит ударная волна (см. книгу ⁵⁴). Правда, при взрывах тепловая волна обязана лучистой (радиационной) теплопроводности, здесь же речь идет о теплопроводности электронной (о радиационном механизме см. ниже).

При сверхзвуковом распространении тепла газ в волне разряда не расширяется, а согласно ударной адиабате волны разряда (см. рис. 1, б) сжимается (или же не меняет плотности). Поэтому, в отличие от случая дозвукового режима, плазма непрозрачна, световой поток поглощается в сравнительно тонком слое и роль потерь невелика. К этому случаю, следовательно, можно применить формулу (29) и с ее помощью определить температуру плазмы T_k (отражение на оптических частотах ничтожно, $R_r \approx 0$). Скорость распространения волны после этого найдется по формуле (25) или (1), которые практически одинаковы. В тяжелом газе, в котором при температурах $\sim 10^6$ ° атомы ионизованы многократно, но еще не полностью, средний заряд ионов и число электронов на атом Z , грубо говоря, пропорциональны $T^{1/2}$ (потенциал ионизации $I(Z) \sim Z^2$, $I(Z)/kT \approx \text{const}$)⁵⁴. Коэффициент поглощения (тормозного) световых квантов $\mu \sim Z^3 T^{-3/2} \sim \text{const}$, теплопроводность (полностью электронная) $\lambda \sim T^{5/2} Z^{-1} \sim T^2$. Отсюда по формуле (29) получается, что температура плазмы $T_k \sim S_0^{1/3}$. Внутренняя энергия в области многократной ионизации, грубо говоря, $\varepsilon \sim T^{3/2}$ *), и, следовательно, скорость распространения $u \sim S_0/\varepsilon \sim T_k^{3/2} \sim S_0^{1/2}$.

Скорость «детонации» $\sim S_0^{1/3}$ и зависит от S_0 медленнее. Значит, при не слишком больших потоках света волна должна быть «детонационной», с небольшим «язычком» теплопроводностного прогрева перед фронтом ударной волны⁵⁴, а начиная с какого-то значения S_0 , теплопроводностная волна должна идти скорее, чем «детонационная», и ударной волны вообще не будет (см. II, 2). Оценки показывают, что этот переход должен происходить при $T_k \sim 3 \cdot 10^6$ ° и $S_0 \sim 10^{19} - 10^{20}$ эрг/см² сек, что соответствует гигаваттным мощностям в экспериментах с гигантскими лазерными импульсами.

Возможен еще один механизм распространения волны разряда — радиационный, при котором перенос энергии и ионизация холодного газа перед разрядом связаны с лучистым теплообменом. Кванты света, рожденные в разрядной плазме, поглощаются в холодном газе и ионизуют атомы, в результате чего и происходит распространение разряда. Надо сказать, что перенос энергии равновесным излучением осуществляется быстрее, чем электронной теплопроводностью, и в таких крупномасштабных явлениях, как сильные взрывы, она вообще роли не играет⁵⁴.

Тепловая волна при взрывах возникает благодаря лучистой теплопроводности. Однако, если размеры нагретой области малы, как в опытах с разрядами, плазма обычно оказывается оптически тонкой, лучеиспускание ее имеет объемный характер и плотности теплового излучения гораздо меньше равновесных. Соответственно меньше и эффективность лучистого теплообмена.

Радиационный механизм распространения рассматривался в работе автора⁶ применительно к опытам по распространению лазерной искры в случае гигантских лазерных импульсов. При температурах плазмы $\sim 10^5 - 10^6$ ° испускаются кванты с энергиями в десятки и сотни электрон-вольт, длина пробега которых в плазме $\sim 10^{-1} - 10$ см, гораздо больше размеров нагретой области, $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ см. Эти кванты хорошо поглощаются в холодном газе, так как они превышают потенциалы ионизации атомов и молекул. В работе⁶ вычислена скорость распространения для радиационного режима на оптических частотах. Она оказалась такого же порядка, что и скорость «детонации», и зависимость ее от светового потока

*) Поступательная энергия из расчета на один атом $\sim ZT \sim T^{3/2}$; энергия, затраченная на отрыв электронов, $\int_0^Z I(Z) dZ \sim Z^3$, т. е. также $\sim T^{3/2}$.

примерно такая же, так что трудно даже утверждать, какой из механизмов, детонационный или радиационный, действует эффективнее. Рассмотрение радиационного режима связано с большими трудностями, и все расчеты имеют слишком приближенный характер для того, чтобы можно было делать уверенные заключения.

В случае разрядов со сравнительно небольшими температурами $\sim 10\,000^\circ$ радиационный механизм уступает теплопроводностному, так как в тепловом излучении плазмы мала доля квантов с энергиями, превышающими потенциалы ионизации атомов и молекул, холодный газ просто прозрачен для излучения плазмы и тепловое излучение представляет собой в чистом виде потерю энергии. Следует отметить, что этот вопрос детально не исследовался и, быть может, возможны условия в обычных разрядах, с повышенными температурами, когда лучистый теплообмен и играет роль.

Отметим еще одно явление «кажущегося» распространения разряда — *волну пробоя*. Волна пробоя принципиальным образом отличается от всех рассмотренных выше механизмов распространения разрядов тем, что скорость ее распространения — «фазовая», здесь нет переноса энергии. Волна пробоя осуществляется, если интенсивность поля достаточна для пробоя газа, но по тем или иным причинам пробой в разных местах происходит в разные моменты времени. Так, в опытах со сфокусированным пробивающим лазерным лучом пробой начинается раньше всего в области фокуса, где интенсивность света максимальна, а в точках, расположенных все дальше от фокуса и ближе к линзе, электронная лавина развивается со все большим и большим запаздыванием. Так и возникает волна пробоя. Этот механизм рассматривался в работе ⁶ и независимо в работе Амбарцумяна, Басова, Бойко, Зуева, Крохина, Крюкова, Сенатского и Стойлова ⁵⁵, где на этой основе были объяснены описанные в работе эксперименты. Волна пробоя бежит тем скорее, чем меньше угол фокусировки светового луча. Волны пробоя осуществимы и в других частотных диапазонах поля.

Институт проблем механики
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. З е л ь д о в и ч, Теория горения и детонации газов, М., Изд-во АН СССР, 1944.
2. Л. Д. Л а н д а у, Е. М. Л и ф ш и ц, Механика сплошных сред., М., Гостехиздат, 1954.
3. S. A. R a m s d e n, W. E. D a v i e s, Phys. Rev. Lett. **13**, 227 (1964).
4. S. A. R a m s d e n, P. S a v i c, Nature **203** (4951), 1217 (1964).
5. С. Л. М а н д е л ь ш т а м, П. П. П а ш и н и н, А. М. П р о х о р о в, Ю. П. Р а й з е р, Н. К. С у х о д р е в, ЖЭТФ **49**, 127 (1965).
6. Ю. П. Р а й з е р, ЖЭТФ **48**, 1508 (1965); УФН **87**, 29 (1965).
7. Ю. П. Р а й з е р, Письма ЖЭТФ **7**, 73 (1968).
8. Ф. В. Б у н к и н, В. И. К о н о в, А. М. П р о х о р о в, В. Б. Ф е д о р о в, ibid. **9**, 609 (1969).
9. Е. П. В е л и х о в, А. М. Д ы х н е, Труды VII Международного симпозиума по ионизационным явлениям в газах, Белград, 1965.
10. Ю. П. Р а й з е р, ПМТФ, № 3, 3 (1968).
11. Ю. П. Р а й з е р, Письма, ЖЭТФ **11**, 195 (1970).
12. Ю. П. Р а й з е р, ЖЭТФ **58**, 2127 (1970).
13. Б. Ф. М у л ь ч е н к о, Ю. П. Р а й з е р, В. А. Э п ш т е й н, ЖЭТФ **59**, 1975 (1970).
14. Н. А. Г е н е р а л о в, В. П. З и м а к о в, Г. И. К о з л о в, В. А. М а с ю к о в, Ю. П. Р а й з е р, Письма ЖЭТФ **11**, 447 (1970).
15. Н. А. Г е н е р а л о в, В. П. З и м а к о в, Г. И. К о з л о в, В. А. М а с ю к о в, Ю. П. Р а й з е р, ЖЭТФ **61**, 1434 (1971).
16. Г. И. Б а б а т, Вестник электропром., № 2, 1; № 3, 2 (1942).
17. В. Н. С о ш н и к о в, Е. С. Т р е х о в, ТВТ **4**, 166 (1966).

18. В. А. Груздев, Р. Е. Ровинский, А. П. Соболев, ПМТФ, № 1, 143 (1967).
19. Б. Э. Мейерович, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ 61, 234 (1971).
20. Т. В. Реед, J. Appl. Phys. 32, 821 (1961).
21. С. В. Кононов, М. И. Якушин, ПМТФ, № 6, 67 (1966).
22. Ю. П. Райзер, УФН 99, 687 (1969).
23. М. И. Якушин, ПМТФ, № 3, 143 (1969).
24. Д. А. Франк-Каменецкий, II Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Авторефераты докладов, Ереван, октябрь 1969.
25. W. Veust, W. L. Ford, Microwave J. MTT, No. 10, 91 (1961).
26. Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 61, 222 (1971).
27. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., Физматгиз, 1960.
28. Л. М. Балтин, В. М. Батенин, В. Р. Гольдберг, И. И. Девяткин, Н. И. Цемко, Труды IV Всесоюзной конференции по физике и генераторам низкотемпературной плазмы, Алма-Ата, 1970.
29. В. П. Аксенов, Л. М. Блинов, В. П. Марин, Л. С. Полак, В. С. Щипачев, сборник «Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме», М., «Наука», 1965.
30. Л. М. Блинов, В. В. Володько, Г. Г. Гонтарев, Г. В. Лысов, Л. С. Полак, сборник «Генераторы низкотемпературной плазмы», М., «Энергия», 1969.
31. Л. М. Балтин, В. М. Батенин, И. И. Девяткин, В. Р. Лебедева, Н. И. Цемко, ТВТ 9, 1105 (1971).
32. Л. М. Балтин, В. М. Батенин, В. Р. Гольдберг, Н. И. Цемко, см.³⁰.
33. A. J. Alcock, P. R. Pashinin, S. A. Ramsden, Phys. Rev. Lett. 17, 528 (1966).
34. Л. Левин, Современная теория волноводов, М., ИЛ, 1954.
35. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М. Физматгиз, 1959.
36. П. Л. Капица, ЖЭТФ 57, 1801 (1969).
37. В. Финкельбург, Г. Меккер, Электрические дуги и термическая плазма, М., ИЛ, 1961.
38. Г. Меккер, сборник «Движущаяся плазма», М., ИЛ, 1961.
39. Ю. П. Райзер, ТВТ 10, вып. 6 (1972).
40. Ю. М. Волков, ТВТ 3, 4 (1965).
41. R. Munt, R. S. B. Ong, D. L. Tursotte, Plasma Phys. 11, 739 (1969).
42. а) D. L. Tursotte, R. S. B. Ong, J. Plasma Phys. 2, 145 (1968); б) F. A. Williams, Combustion Theory, L., Addison Wesley Publ. Comp., 1965.
43. В. Ю. Баранов, К. Н. Ульянов, Письма ЖЭТФ 6, 622 (1965); ЖТФ, 39, 249, 259 (1969).
44. А. М. Дыхне, сборник «Некоторые вопросы исследования газоразрядной плазмы и создания сильных магнитных полей», Л., «Наука», 1970.
45. В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, ДАН СССР 196, 562 (1971).
46. А. Ф. Витшас, В. С. Голубев, М. М. Маликов, см.⁴⁴.
47. А. Ф. Витшас, А. М. Дыхне, В. Г. Наумов, В. П. Панченко, ТВТ 9, 225 (1971).
48. G. W. Bethke, E. Frohman, A. D. Ruess, Phys. Fluids 6, 594 (1963).
49. G. W. Bethke, A. D. Ruess, ibid. 9, 1430 (1966).
50. G. W. Bethke, A. D. Ruess, ibid. 12, 822 (1969).
51. В. И. Мышенков, Ю. П. Райзер, ЖЭТФ 61, 1822 (1971).
52. В. М. Батенин, И. И. Девяткин, В. С. Зродников, И. И. Климовский, Н. И. Цемко, ТВТ 9, 896 (1971).
53. В. М. Батенин, В. С. Зродников, И. И. Климовский, В. А. Овчаренко, Н. И. Цемко, ibid., стр. 1289.
54. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Наука, 1966.
55. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. С. Зуев, О. Н. Крохин, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, Ю. Ю. Стойлов, ЖЭТФ 48, 1583 (1965).